UNIVERSITÉ DE PARIS

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

Yves COUDER

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la Thèse : ETUDE DE LA BANDE DE VALENCE DU TELLURE PAR RESONANCE CYCLOTRON.

Soutenue le 13 Mars 1973 devant la Commission d'Examen:

MM. J. BOK Président

J. FRIEDEL

M. HULIN Examinateurs

A. LIBCHABER

THESE

de

DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

Yves COUDER

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet : ETUDE DE LA BANDE DE VALENCE DU TELLURE PAR RESONANCE CYCLOTRON.

Soutenue le 13 Mars 1973 devant la Commission d'Examen

MM. J. BOK Président

J. FRIEDEL)
M. HULIN) Examinateurs
A. LIBCHABER)

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

INTRODUCTION

Notre laboratoire a consacré une bonne part de son énergie à l'étude du tellure. Un tel choix n'a pas manqué d'être parfois mis en cause. Il serait possible d'expliquer ce choix en évoquant des qualités spécifiques ; c'est un semiconducteur cristallisant en chaînes constitutives d'un réseau cristallin de faible symétrie... Chacun pourrait décrire avec la même chaleur quelqu'autre corps pour l'avoir assidûment fréquenté. Il me paraît préférable de dire que nous avons, que j'ai, été poussés d'abord par une curiosité diffuse et dépourvue, comme toute curiosité, du besoin de se justifier. Elle s'est ensuite continuellement alimentée de la difficulté de l'approche intime de ce corps. Cet ensemble de difficultés et leurs résolutions progressives que l'on expose dans la première partie a poussé à l'insistance jusqu'à épuisement - temporaire - du sujet. La satisfaction entrainée porte, en fruit, parmi d'autres, cette thèse.

Un tel fruit n'aurait pu mûrir sans M. HULIN et O. BETBEDER-MATIBET A leur contact - les marques en sont visibles tout au long de ce travail - l'interaction entre les leçons de l'expérience et les suggestions de la théorie n'a jamais manqué. Moins apparentes dans ce texte, les contributions techniques de H. THOME et J. BROCHARD qui ont construit les éléments de l'ensemble expérimental, poussant la gentillesse jusqu'à m'initier au maniement de leurs outils.

Lorsque J.C. PICARD a quitté le laboratoire, il m'a offert de poursuivre ses expériences en utilisant les sources de haute fréquence dont il venait de faire l'acquisition. L'ensemble des expériences qu'ont permis ces

outils a souligné sa clairvoyance et a valu à P. GOY, H. THOME et moi-même - équipe à laquelle J. TUCHENDLER est venu de joindre - le surnom d' "héritiers Picard".

J. BOK a constamment encouragé cette équipe par ses conseils et sa confiance. Ma curiosité a été régulièrement aiguillonnée par les provocations amicales de A. LIBCHABER. Au sein du groupe uni par leur présence, j'ai pu rencontrer la chaleur et l'amitié dynamique que suscitent les fortes différences.

Je remercie Monsieur le Professeur Y. ROCARD d'avoir bien voulu m'accueillir dans le Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Que tous ceux qui ont participé à ce travail et qui ont apporté leur expérience et leurs compétences, outre ceux que je viens de citer, le Professeur SHALYT de Léningrad et Mademoiselle RIGAUX qui m'ont confié leurs excellents échantillons de tellure, Madame Novo qui a assuré la frappe de ce texte, Mademoiselle BERNARD qui a fait les dessins et Monsieur AUQUIER le photographe ainsi que l'ensemble des services techniques du laboratoire veuillent bien trouver ici une expression de ma reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

page

I. BREF HISTORIQUE DES ETUDES DE LA STRUCTURE DE BANDE DU TELLURE 1

A - 1 Structure cristalline 1
2 Comparaison avec les autres éléments de la colonne VI 2
3 Zone de Brillouin .....

B - Premières études expérimentales des cristaux de tellure 6
1.Propriétés optiques 6
2.Propriétés liées aux porteurs libres..... 7
a) Mesures galvanomagnétiques..... 8
b) Résonance cyclotron..... 10
c) Oscillations Shubnikov de Haas..... 11

C - Etat de la connaissance théorique de la structure de bande en 1965..... 13

D - Position du sommet de la bande de valence dans l'espace réciproque 16
1. Oscillations Shubnikov de Haas..... 16
2. Resonance cyclotron 18

E - L'application de la méthode $\vec{k}.\vec{p}$ .....

II. RAPPELS THEORIQUES SUR LA RESONANCE CYCLOTRON ET POSITION DU PROBLEME DANS LE CAS DU TELLURE 22

A - Théorie classique
Mouvement d'un porteur dans un champ magnétique 22
Résonance cyclotron..... 24

B - Théorie semiclassique, niveaux de Landau 27

C - Traitement quantique 30

D - Cas du tellure 33
Position du problème en termes semi-classiques 34
Position du problème en termes quantiques 37

III. TECHNIQUES EXPERIMENTALES 40

A - Echantillons..... 40

B - Champ magnétique 41

C - Sources 42
a) Carcinotrons..... 42
b) Lasers 48

D - Propagation de l'onde 49

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543927_0014

E - Detection 50

F - Montage de l'échantillon 52
a) Géométrie de Faraday 52
b) Géométrie de Voigt 53

IV. DESCRIPTION DES RESULTATS

A - Description générale 55
- Différents types d'absorptions 55
- Origine de ces différentes raies 56

B - Transition entre les niveaux de Landau 58
a) $\vec{B}$ // axe c 58
b) $\vec{B} \perp$ axe c 59

C - Raies d'impuretés 62
a) Raies S 62
b) Raies I 64

V. INTERPRETATION ET DISCUSSION 66

A - Niveaux de Landau lorsque $\vec{B}$ est parallèle à l'axe c 66
a) Calcul des niveaux de Landau 66
b) Règles de sélection 67
c) Largeur des raies et discussion 68

B - Niveaux de Landau lorsque $\vec{B}$ est perpendiculaire à l'axe c 70
a) Calcul des niveaux de Landau
1/ Méthode 70
2/ Bas champ magnétique 72
3/ Champ magnétique élevé 74
4/ Détermination des valeurs des paramètres de 2e bande 74
b) Règles de sélection 77
c) Discussion 80

C - Niveaux d'impuretés 84
a) Discussion des autres observations expérimentales 84
b) Calcul théorique 86

VI. UN TEST SUPPLEMENTAIRE : L'ANISOTROPIE DE LA RESONANCE CYCLOTRON 87

CONCLUSION 93

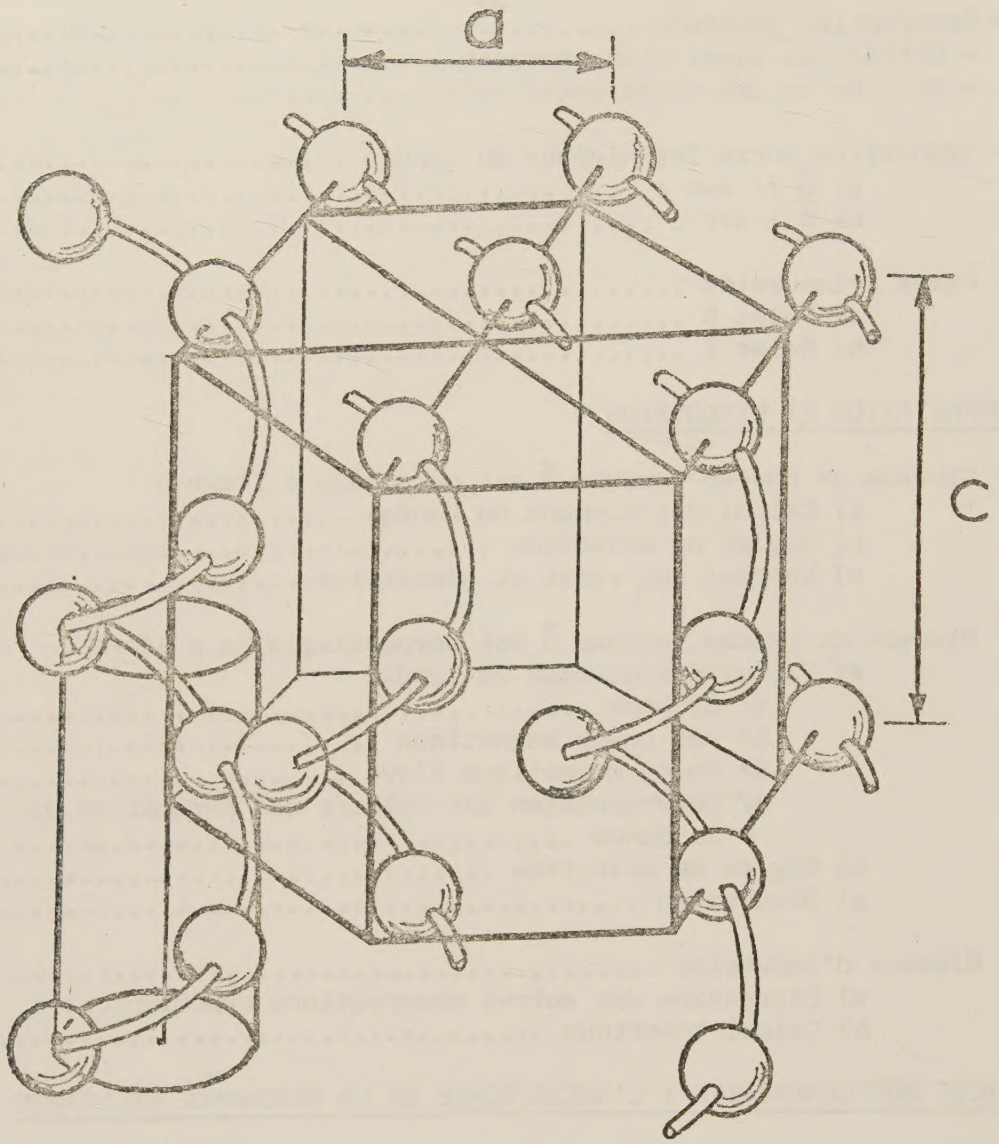


Fig_1 Structure cristalline du Tellure

a = 4,44 Å distance entre les chaines

c = 5,91 Å longueur de la cellule le long de l'axe c

Chapitre I

BREF HISTORIQUE DES ETUDES DE LA STRUCTURE DE BANDE DU TELLURE

A. GENERALITES

A.1 - Structure cristalline

Le tellure a la structure électronique :

$1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^4$.

Son numéro atomique est Z = 52. Il est le sixième élément de la colonne VI (colonne de l'oxygène). Il cristallise à T = 452°C. Sa structure cristalline est représentée schématiquement sur la figure 1. Les atomes sont disposés sur des chaînes en hélice de rayon $\rho = 1,19$ Å, dont les axes sont parallèles à l'axe trigonal (axe c). Le pas de l'hélice est $c = 5,91$ Å ; un atome se déduit du précédent par un déplacement de $\frac{c}{3} = 1,97$ Å le long de la chaîne et par une rotation de $\frac{2\pi}{3}$ autour de l'axe de celle-ci. Il existe deux variétés de tellure énantiomorphes qui correspondent aux deux sens possibles de l'hélice. Dans un cristal donné, toutes les chaînes sont identiques, parallèles et leurs axes forment dans un plan perpendiculaire un réseau hexagonal de côté $a = 4,44$ Å.

Si un plan de coupe perpendiculaire à l'axe c passe par un atome d'une chaîne, il passe aussi par les atomes occupant une position semblable sur toutes les autres chaînes (fig.1, fig.3b).

Un atome (a) a deux premiers voisins (b) sur la même chaîne à la distance 2,86 Å et quatre seconds voisins (c) distants de 3,45 Å sur les autres chaînes. L'angle entre les liaisons avec les deux plus proches

voisins est de 102,6°.

On appelle axes binaires les axes du plan perpendiculaire à l'axe trigonal qui joignent les centres de chaînes voisines (tels que DOA, EOB et FOC sur la figure 3b). Les axes bissecteurs sont, dans le même plan, les axes perpendiculaires aux axes binaires, chacun est donc le bissecteur de l'angle formé par deux de ceux-ci.

La cellule élémentaire contient trois atomes adjacents d'une même chaîne.

A.2 - Comparaison avec les autres éléments de la colonne VI

Von Hippel[1] a fait l'étude systématique des structures cristallines des éléments de la colonne VI : Oxygène, Soufre, Sélénium, Tellure, Polonium. Il a constaté une évolution constante le long de cette colonne.

Les atomes d'oxygène forment des molécules diatomiques qui ne cristallisent qu'à très basse température (54,6°K).

Les atomes de soufre dans l'état liquide forment des anneaux S_8 à basse température, ou des chaînes S_n à haute température. La première forme cristallise dans les systèmes orthorhombique ou monoclinique. En refroidissant rapidement on peut solidifier le soufre sous sa deuxième forme en un solide amorphe, fibreux et métastable.

Le sélénium et le tellure forment des chaînes d'atomes qui, lors de la cristallisation s'ordonnent en un système trigonal (il existe aussi une forme monoclinique du sélénium).

Enfin, le polonium cristallise dans un réseau cubique simple.

Parallèlement les propriétés électriques évoluent le long de la colonne. Elles sont celles d'un isolant (oxygène, soufre) puis celles d'un semiconducteur (sélénium, tellure) puis d'un métal (polonium).

La structure de la couche électronique externe est $5p^4$: deux électrons appariés occupent une orbitale p, les deux autres orbitales contenant chacune un électron célibataire. Les atomes peuvent donc constituer des molécules diatomiques par formation d'une double liaison (cas de l'oxygène), des anneaux ou des chaînes par formation de deux liaisons avec deux voisins (cas du soufre). Dans ce dernier cas, les deux liaisons simples étant orientées approximativement à 90° l'une de l'autre, les anneaux S_8 ne peuvent être plans et les chaînes S_n auront une forme hélicoïdale. Ces anneaux et ces chaînes sont faiblement couplés par un potentiel d'interaction du type de Van der Waals.

Le cas des éléments suivants est plus complexe. Dans les cristaux de sélénium et de tellure on retrouve, comme on l'a déjà vu , des chaînes hélicoïdales mais l'énergie d'interaction d'un atome avec ses seconds voisins situés sur des chaînes voisines est sensiblement supérieure à l'énergie de simples liaisons de Van der Waals: il y a amorce d'une liaison de covalence.

Enfin dans la structure cubique du polonium un atome a six plus proches voisins.

Von Hippel a montré qu'on peut passer continûment du réseau cubique du polonium au réseau trigonal du tellure. Si on considère sur la figure 2A un réseau cubique simple vu dans la direction [111] on voit que les atomes peuvent être considérés comme disposés sur des chaînes altérnativement gauches et droites autour d'axes parallèles à la direction [111] et passant par a, b, c, d, e, f.

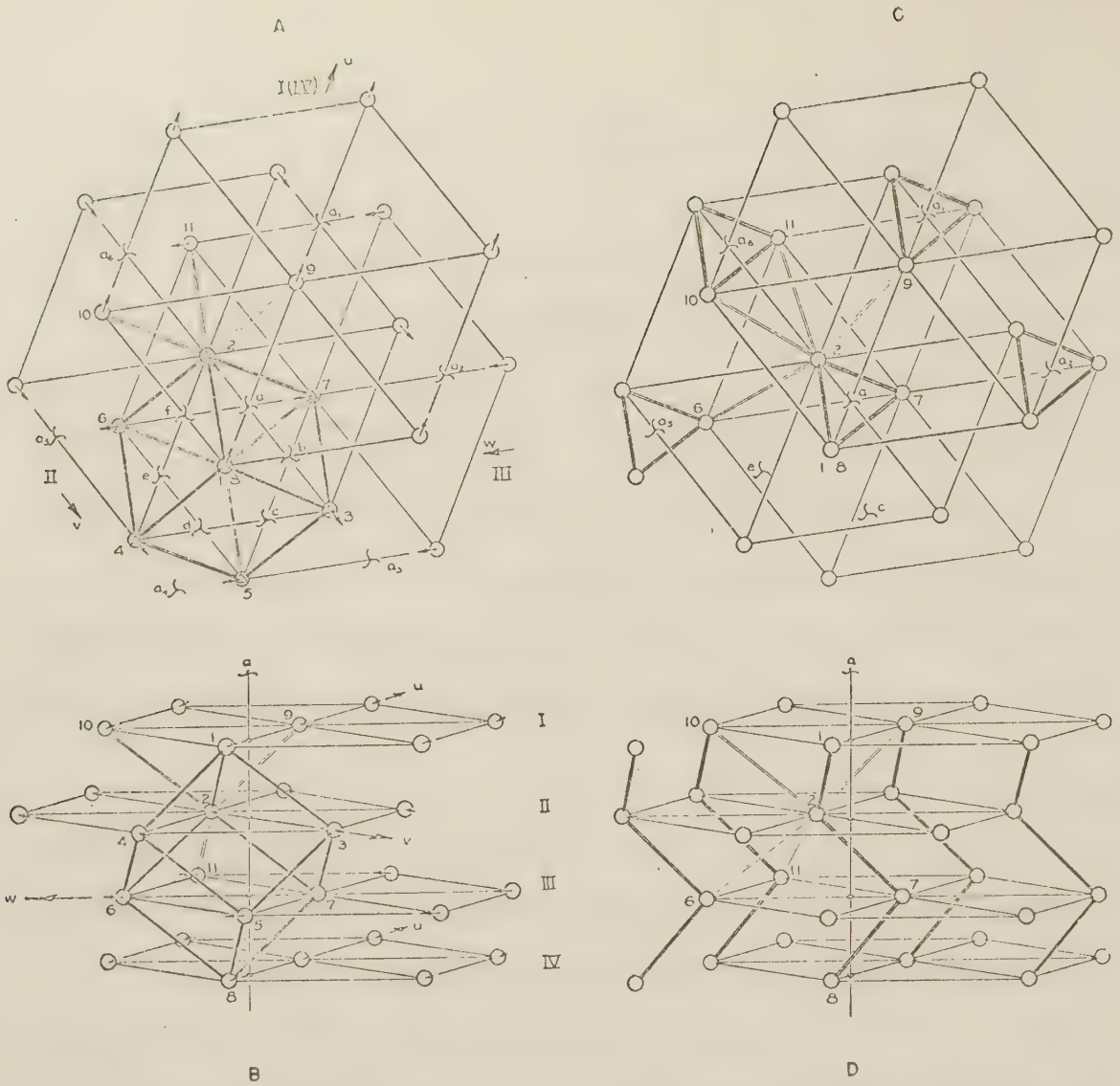


Figure 2 - Dérivation du réseau en chaîne à partir d'un réseau cubique (d'après Von Hippel).

Si on exerce une traction sur le cristal le long de l'axe [111] les plans [111] vont tendre à glisser les uns par rapport aux autres, respectivement dans les directions $\vec{u}$, $\vec{v}$, $\vec{w}$ d'une même quantité (fig.2B). On trouve alors un réseau du type de celui du tellure avec des chaînes d'un seul sens (fig. 2C et D).

Dans cette opération la distance avec les deux voisins situés sur la même chaîne diminue, tandis que l'angle des deux liaisons croît à partir de 90°. Les quatre autres voisins, qui ne sont pas sur la même chaîne, s'éloignent et deviennent des seconds voisins.

Von Hippel attribuait la semiconductivité du tellure à une résonance (semblable à celle introduite par Pauling pour les molécules) entre la structure isolante de chaînes liées entre elles par des liaisons de Van der Waals et la structure cubique métallique du polonium).

A.3 - Zone de Brillouin

La zone de Brillouin du tellure est un prisme hexagonal droit de hauteur $\frac{2\Pi}{c}$ où la distance de l'axe aux arêtes parallèles à l'axe est $\frac{4\Pi}{a\sqrt{3}}$ (fig.3d). On appellera :

Γ le centre de la zone,

Z les centres des bases du prisme,

B et D les sommets des sections droites passant par Γ,

M et P les sommets des sections droites passant par Z.

Le groupe de symétrie du cristal[2,3] outre les translations primitives, comprend les éléments suivants (fig.2b) :

E identité,

C_3 rotation de $\frac{2\Pi}{3}$ autour de l'axe trigonal suivie d'une translation $\frac{c}{3}$ le long de cet axe,

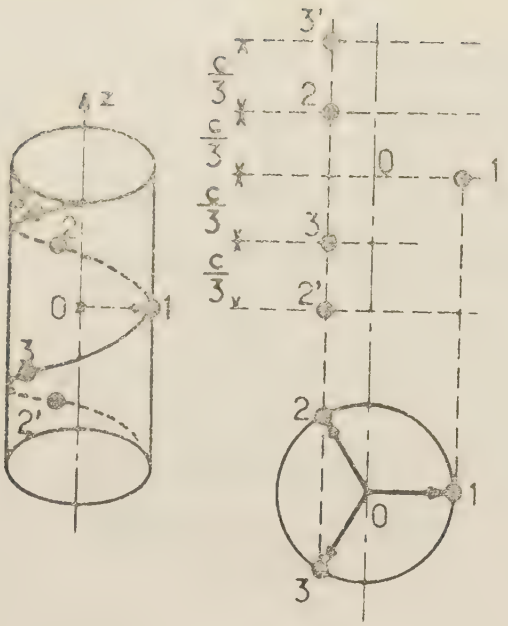
C_3^2 rotation de $\frac{4\Pi}{3}$ autour de l'axe trigonal suivie de la translation $\frac{2c}{3}$,

C_2^1 rotation de Π autour de l'axe binaire OA,

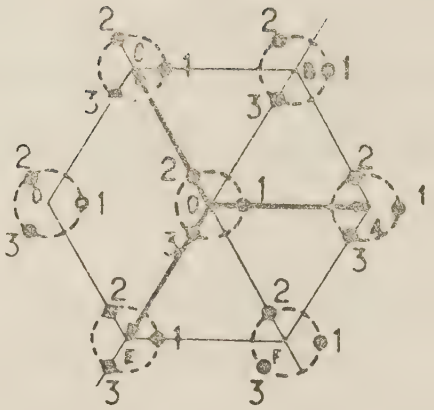
C_2^2 rotation de Π autour de OC suivie de $-\frac{c}{3}$,

C_2^3 rotation de Π autour de OE suivie de $\frac{c}{3}$.

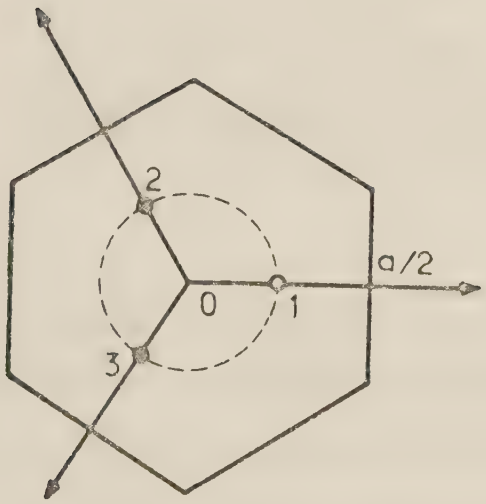
Ces symétries, jointes à la symétrie par renversement du temps, entraînent la symétrie de la structure de bande par rapport à Γ, et par rapport aux plans bissecteurs, c'est-à-dire aux plans perpendiculaires aux plans binaires ZMΓB (fig.3d).



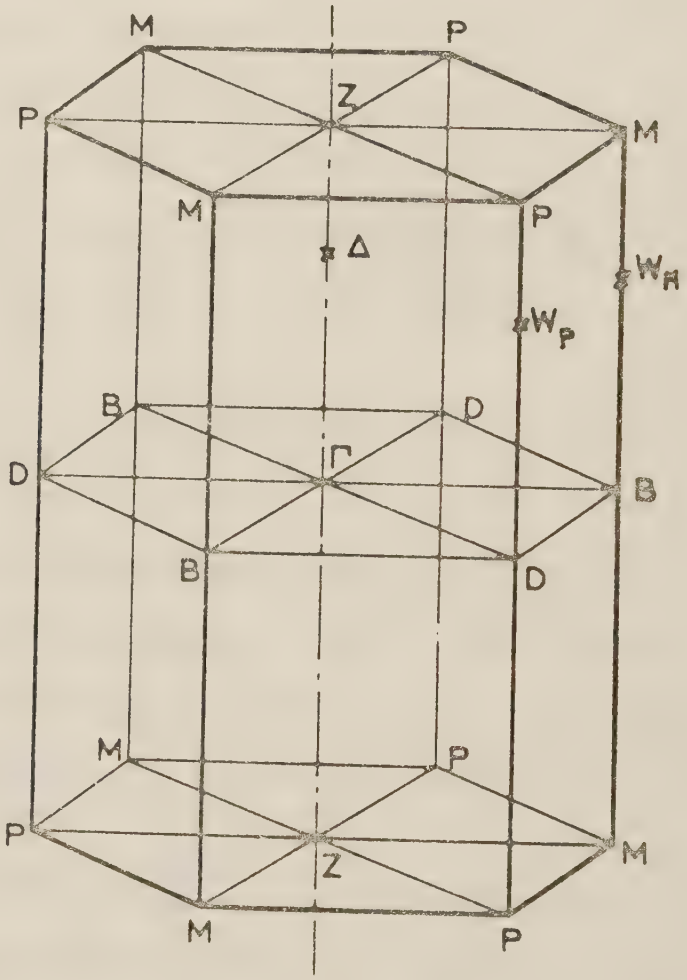
a)



b)



c)



d)

a) détail d'une chaine
b) coupe par un plan ⊥ axe c
c)
d) zone de Brillouin

Fig_3

B - PREMIERES ETUDES EXPERIMENTALES DES CRISTAUX DE TELLURE

Les cristaux de tellure sont semiconducteurs quelle que soit la technique de préparation, ils apparaissent de type p avec (à 77°K) un nombre de porteurs assez élevé ($p > 3\ 10^{13} cm^{-3}$) et une mobilité relativement basse $\mu < 200\ 000\ cm^2/Vs$ [4].

Des informations sur l'ensemble de la structure de bande sont apportées par les résultats des expériences optiques et magnéto-optiques.

Les propriétés liées aux porteurs libres fournissent la base expérimentale d'une détermination précise du haut de la bande de valence.

B.1 - Etude directe de l'ensemble des bandes : propriétés optiques

L'absorption fondamentale a pour limite inférieure 334 meV [5], soit environ 4μ. L'étude de la recombinaison radiative effectuée ultérieurement à 4°K a révélé [6] une raie d'émission spontanée située elle aussi à 334 meV. Cette énergie correspond donc au gap séparant la bande de valence de la bande de conduction. D'après ces études, la transition entre ces deux bandes semble directe.

En outre une bande d'absorption importante a été découverte par Caldwell et Fan [7] à une énergie inférieure, 120 meV, soit 11μ. Le coefficient d'absorption décroît avec la température et croît avec le dopage : il est en fait proportionnel au nombre de trous présents dans l'échantillon, ce qui permet d'attribuer l'absorption à une transition des trous vers une bande de valence inférieure.

Cette absorption est observée seulement pour une lumière polarisée parallèlement à l'axe trigonal. Une telle règle de sélection ne se justifie que si la transition due aux photons se fait en un point situé sur l'axe ou sur l'arête de la zone de Brillouin.

B.2 - Etude des propriétés liées aux porteurs libres

Les cristaux de tellure étant toujours de type p, les porteurs libres sont des trous situés vers le haut de la bande de valence. Ce sont donc les surfaces isoénergétiques de la bande de valence qu'on peut espérer déterminer expérimentalement par l'étude des propriétés physiques liées aux porteurs libres.

Des considérations théoriques, prenant en considération uniquement les symétries du cristal, limitent le nombre des modèles possibles.

Des modèles ont été présentés menant à des surfaces isoénergétiques comprenant 12, 6, 4, 2 ou 1 ellipsoïdes selon le point de la zone de Brillouin où se trouve le maximum de la bande de valence. Si ce maximum se trouve en un point quelconque de la zone de Brillouin les symétries décrites ci-dessus imposent qu'il y ait dans une zone 12 points identiques : d'où un modèle "à 12 ellipsoïdes". Si le maximum est en un point des plans bissecteurs, ce nombre est réduit à 6 ellipsoïdes. Si le maximum est sur une arête BM il ne reste que 4 ellipsoïdes.

Enfin, si le sommet de la bande de valence est en Z, M ou P, il n'y a plus que 2 ellipsoïdes par zone, et un seul s'il est en Γ.

2.a) Mesures galvanomagnétiques

Les premières mesures ayant pour but de donner quelques informations sur les porteurs libres du tellure, ont été des mesures galvanomagnétiques : conductivité, magnétorésistance, effet Hall.

Les premiers résultats obtenus à haute température ($77°K < T < 300°K$) par Roth[8], Nussbaum[9] et Rigaux [10], donnaient des valeurs des composantes du tenseur assez dispersées. Ces trois groupes d'auteurs trouvaient un effet Hall anisotrope et une magnétorésistance longitudinale non nulle, ce qui contredisait l'hypothèse des surfaces isoénergétiques ellipsoïdales et de révolution autour de l'axe c, puisque la mobilité de Hall est isotrope pour les semiconducteurs dont la surface isoénergétique est ellipsoïdale, et que la magnétorésistance longitudinale est nulle lorsque les champs magnétique et électrique sont appliqués parallèlement à l'axe de l'ellipsoïde.

Reprenant ce type de mesures, Parfenev et al[11] ont d'abord effectué un recuit soigneux des échantillons. La magnétorésistance longitudinale et l'anisotropie de l'effet Hall diminuent alors considérablement, bien que la mobilité augmente. Les résultats expérimentaux sont alors compatibles avec un modèle de surface isoénergétiques ellipsoïdales de révolution autour de l'axe c, et une équation de dispersion de la forme :

$$E(\vec{k}) = \frac{1}{h^2}\left[\left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2m_{//}}\right) + \left(\frac{k_z^2}{2m_{\perp}}\right)\right]$$

La comparaison brutale des résistivités transverses et longitudinales conduit à un rapport $\frac{m_{//}}{m_{\perp}} \sim 1{,}25$ des masses effectives dans les directions parallèles et perpendiculaire à l'axe c. Les surfaces isoénergétiques

devraient ainsi se présenter sous forme d'ellipsoïdes aplatis dans la direction trigonale. Comme nous le verrons cette conclusion contredit les résultats de la résonance cyclotron, aussi bien que ceux de l'effet Shubnikov-de Haas.

On doit à Dubinskaya et Farbstein[12] l'explication de ce premier dilemme ; ces auteurs remarquent que l'analyse des phénomènes de transport supposait implicitement un temps de relaxation isotrope, hypothèse difficilement justifiable pour un cristal aussi anisotrope que le tellure. Il faut en fait écrire le tenseur de conductivité sous sa forme générale en fonction d'un tenseur de temps de relaxation.

$$\sigma_{ii} = \frac{Ne^2 < \tau_{ii} >}{m_{ii}}$$

et tenir compte explicitement du temps de relaxation. Pour évaluer celle-ci, Dubinskaya et Farbstein calculèrent la probabilité de diffusion de porteurs sur des impuretés ionisées, en tenant compte de l'anisotropie de l'écrantage due à celle de la constante diélectrique. Ils trouvent ainsi :

$$\frac{< \tau_{33} >}{< \tau_{11} >} = 2,29$$

Du rapport de conductivité :

$$\frac{\sigma_{33}}{\sigma_{11}} = 1,25$$

On déduit alors pour les masses effectives :

$$\frac{m_1}{m_3} = \frac{m_{//}}{m_{\perp}} = 0,525$$

ce qui correspond à des ellipsoïdes isoénergétiques de révolution allongés (et non plus aplatis) le long de l'axe c et reconcilie les tenants des phénomènes de transport avec les spécialistes des effets magnétiques quantiques.

2.b) Résonance cyclotron

Les premières expériences de résonance cyclotron dans le tellure furent réalisées à peu près simultanément par deux équipes : J.H. Mendum et R.N. Dexter[13] qui utilisaient un klystron (λ = 4mm) et J.C. Picard[14][15] qui mettait en oeuvre un carcinotron (λ = 0,9mm).

Dans les deux séries d'expériences, une seule absorption était observée, et attribuée à la résonance cyclotron des trous. L'étude de la variation de la masse effective cyclotron en fonction de la direction du champ magnétique par rapport aux axes cristallographiques conduisait à des surfaces isoénergétiques en forme d'ellipsoïdes de révolution autour de l'axe c.

Quantitativement, Mendum et Dexter trouvaient :

$$m_{//} = m_1 = m_2 = (0,119 \pm 0,006)\ m_o$$

$$m_{\perp} = m_3 = (0,25 \pm 0,01)\ m_o$$

tandis que Picard proposait des valeurs légèrement différentes :

$$m_{//} = m_1 = m_2 = (0,109 \pm 0,003)\ m_o$$

$$m_{\perp} = m_3 = (0,264 \pm 0,008)\ m_o$$

De plus des expériences complémentaires conduites avec un carcinotron émettant une longueur d'onde plus courte (λ = 0,7 mm) montraient l'apparition d'épaulements de la raie principale que Picard interprétait comme des harmoniques liés à une déformation de l'ellipsoïde vers une forme plus pointue.

Enfin, Picard étudiait la largeur des raies de résonance en fonction de l'orientation du champ magnétique et trouvait :

$$\frac{\omega\tau(\vec{B}\perp c)}{\omega\tau(\vec{B}//c)} \simeq 1,5 \pm 0,2$$

Il montrait que, dans la direction perpendiculaire à l'axe c, le temps de relaxation est la moyenne harmonique des temps τ_{11} et τ_{33} relatifs à la direction c et à la direction de l'axe bissecteur. Ses résultats donnaient ainsi la relation :

$$\left(\frac{\tau_{B\perp c}}{\tau_{B//c}}\right)^{-1} = \frac{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_{11}} + \frac{1}{\tau_{33}}\right)}{\frac{1}{\tau_{11}}} \simeq (1,5)^{-1}$$

d'où l'on tire finalement :

$$\frac{\tau_{33}}{\tau_{11}} \simeq 3$$

rapport qui est en accord qualitatif avec l'anisotropie prévue par Dubinskaya et Farbstein[12] $\frac{\tau_3}{\tau_1} = 2,29$.

2.c) Oscillations Shubnikov-de Haas

Des expériences d'oscillation Shubnikov-de Haas ont été entreprises par C. Guthmann et J.M. Thuillier[16]. On sait que lorsq'on soumet au matériau contenant des porteurs libres un champ magnétique, la quantification du mouvement dans le plan perpendiculaire au champ crée une modification de la densité d'état qui présente alors des pics pour les énergies :

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\,\omega_c$$

Lorsque le champ magnétique croît, le passage des niveaux de Landau à travers le niveau de Fermi entraîne une oscillation de la magnétorésistance de période:

$$\Delta(H^{-1}) = \frac{2\Pi e}{\hbar S}$$

où S est l'aire extremale des sections de la surface de Fermi par des plans perpendiculaires au champ magnétique.

Pour pouvoir observer ces oscillations, il faut évidemment que le gaz d'électrons soit dégénéré, c'est-à-dire que l'énergie de Fermi soit grande par rapport à kT.

$$\varepsilon_F > kT$$

Il faut que l'on puisse faire une distinction nette entre niveaux de Landau peuplés et vides, ce qui impose la condition :

$$\hbar \omega_c > kT$$

Il est de plus nécessaire d'avoir plusieurs niveaux de Landau sous l'énergie de Fermi :

$$\varepsilon_F > \frac{1}{2} \hbar \omega_c$$

et une bonne définition des énergies de Landau d'où l'inégalité :

$$\omega_c \tau > 1$$

Ces conditions imposent de travailler sur des échantillons de tellure fortement dopés ($p > 2\ 10^{16} cm^{-3}$).

Les premières expériences, menées sur des échantillons contenant $3\ 10^{17}$ trous par cm^3 conduisaient à une valeur du rapport des sections extrémales de la surface de Fermi respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe c.

$$\frac{S_{\perp c}}{S_{// c}} \simeq 2,1$$

équivalent à un rapport de masses, la surface de Fermi étant assimilée à un ellipsoïde :

$$\frac{m_\perp}{m_{//}} = 4,3$$

Ce rapport, qui est en accord avec celui trouvé indépendamment dans des expériences similaires par Braun et Landwehr[17,18] est beaucoup plus grand que celui déterminé par Picard par résonance cyclotron dans des échantillons très purs ($p \sim 10^{13} cm^{-3}$) soit, rappelons le :

$$\frac{m_\perp}{m_{//}} = 2,5$$

En résumé, les premiers résultats des trois types d'expériences relatifs aux porteurs libres étaient tous divergents. Les données tirées des mesures galvanomagnétiques et de la résonance cyclotron pouvaient être reconciliées par l'introduction d'un temps de relaxation anisotrope, mais un désaccord important subsistait entre les valeurs convergentes alors obtenues, et celles qu'on tirait de l'effet Shubnikov-de Haas. Cependant, celui-ci intervient dans des échantillons beaucoup plus dopés. Cette remarque conduisit C. Guthmann[16] à attribuer les écarts observés à une forte anisotropie de la non parabolicité de la bande de valence.

Remarquons qu'aucune de ces expériences ne permettait de trancher entre les différents modèles initialement proposés, et de fixer la position du haut de la bande de valence et le nombre d'ellipsoïdes. contenus dans la zone de Brillouin.

C - ETAT DE LA CONNAISSANCE DE LA STRUCTURE DE BANDE EN 1965

Il est temps de faire un retour sur les premiers calculs de structure de bande qui avaient été proposés antérieurement à 1965.

Les théories successives de la structure de bande du tellure dont on disposait alors étaient fondées sur l'approximation des liaisons fortes. En général, le calcul était limité aux orbitales p. La couche 5p contenant seulement 4 électrons, les niveaux cristallins issus de ces niveaux atomiques

ne sont pas tous remplis et donnent par suite les bandes de valence supérieures et une bande de conduction.

Reitz[19] postulait une très grande différence entre l'interaction des atomes premiers voisins et celle des seconds voisins. Son calcul ne prenait en compte que l'interaction avec les premiers voisins le long de la chaîne. Il prenait d'abord l'angle des liaisons le long de la chaîne égal à 90°, puis il calculait comme une perturbation l'effet d'un étirement de ces chaînes dans la direction trigonale.

Hulin[20][21] montrait d'abord que, même en adjoignant au calcul précédent un traitement comme perturbation de l'interaction avec les seconds voisins, on trouvait encore une structure de bande en désaccord avec les résultats expérimentaux, en particulier en ce qui concerne les valeurs attribuables aux masses effectives. Il tentait ensuite de tenir compte simultanément des interactions entre premiers et seconds voisins en appliquant le formalisme LCAO à des orbitales de Slater orthogonalisées. Il obtenait ainsi un aspect général des bandes d'énergie pour des électrons sans spin qui est représenté sur la figure 4a.

Le maximum de la bande de valence est proche du coin de la zone de Brillouin (M ou P) où deux bandes, Δ_1 et Δ_2, se croisent. Le minimum de la bande de conduction se trouve aussi au coin de la zone de Brillouin. Mais le gap ainsi trouvé est trop grand et les masses effectives trop faibles.

Les calculs précédents ne tiennent pas compte du couplage spin-orbite, qui doit être important car le tellure est un élément lourd. Hulin[20][21] montrait que ce couplage modifie profondément la structure de bande : il lève la dégénérescence des niveaux aux points M ou P en deux niveaux dégénérés $\bar{M}_2$ dont l'énergie est diminuée et deux niveaux $\bar{M}_1'$ et $\bar{M}_1$

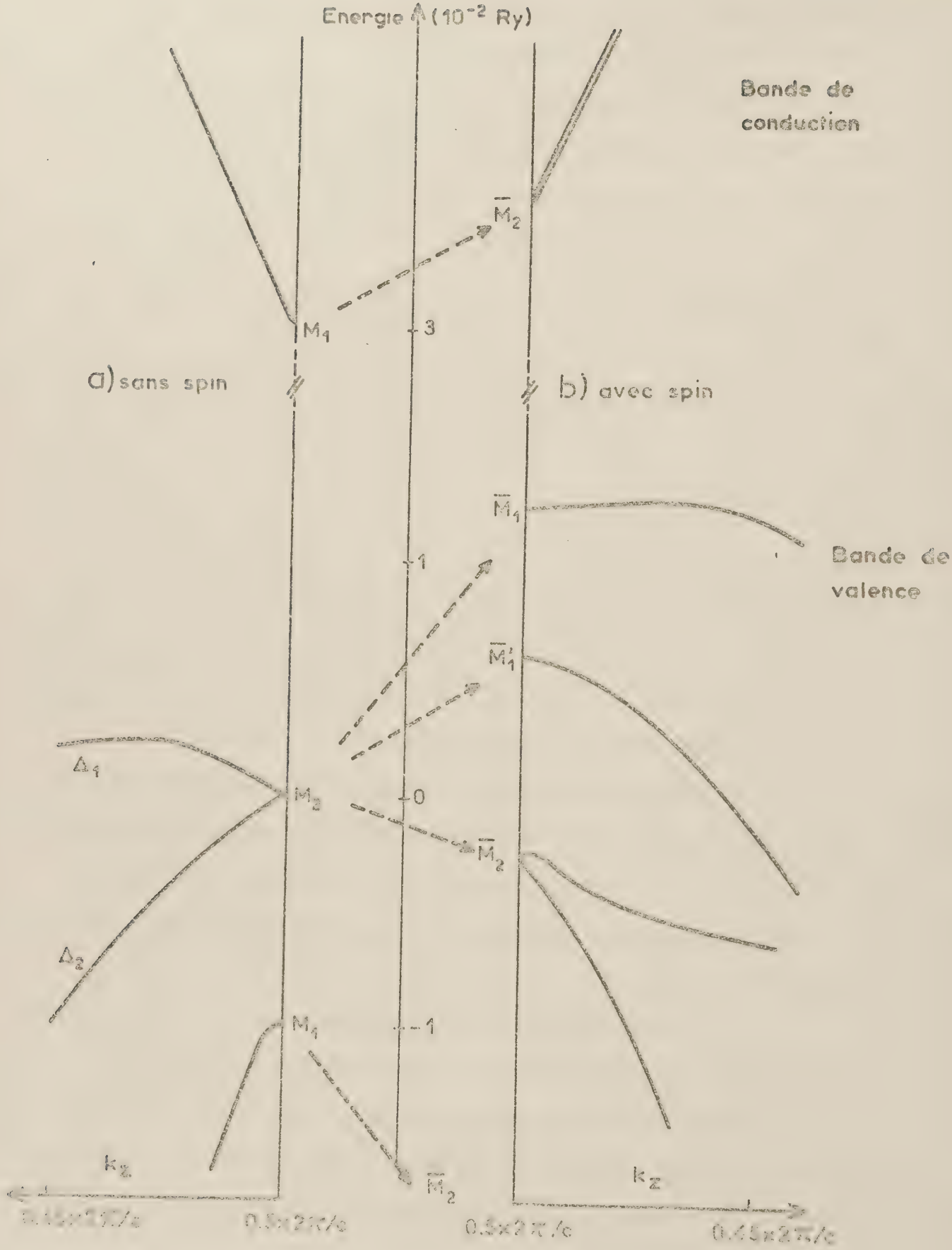


Fig. 4 Structure de bande au voisinage d'un coin de la zone

dont l'énergie est augmentée (fig. 4b). L'existence de ces derniers niveaux donne la clef de l'interprétation avec la règle de sélection convenable, de la raie d'absorption observée à 11μ qui correspond aux transitions de la bande $\overline{M}_1$ à la bande $\overline{M}_1'$ (transitions dont l'étude a été reprise récemment en absorption optique et magnétooptique par Hardy et al [22][23][24].

Le gap prévu est direct ou presque direct, ce qui fut confirmé peu après par les expériences de recombinaison radiative.

L'ensemble de cette étude théorique montrait que les électrons qui ne participent pas à la liaison le long de la chaîne sont fortement délocalisés, et qu'il faut considérer un noyau fondamental constitué d'un atome et de ses six voisins du premier et second ordre. La délocalisation dans la direction $\vec{k} \perp c$ se traduit par une grande largeur des bandes de valence et de conduction (plusieurs électrons volts). Les propriétés des porteurs libres traduisent le comportement électronique au voisinage immédiat du haut de la bande de valence dans les zones dont l'extension en énergie est très faible par rapport à la largeur de bandes : aucun calcul global de la structure de bande ne peut actuellement fournir une aussi grande précision relative. Il faudra donc admettre de se limiter à une étude semiempirique locale limitée au voisinage des extrema des bandes, c'est-à-dire ici, au voisinage immédiat des coins M ou P de la zone. C'est ce qui fut fait grâce à une méthode de perturbation $\vec{k}\,\vec{p}$ qui conduisit à un modèle précis de l'aspect du sommet des bandes de valence. Les résultats expérimentaux obtenus par C. Guthmann[25,26] dans son étude de l'effet Shubnikov-de Haas sur des échantillons de dopage varié, et les expériences de résonance cyclotron que je poursuivais à des hautes fréquences[29-31] ont contribué à l'établissement de ce modèle.

D - POSITIONS DU SOMMET DE LA BANDE DE VALENCE DANS L'ESPACE RECIPROQUE

Des progrès décisifs ont été faits en 1967-1968 tant du point de vue expérimental que théorique.

Oscillations Shubnikov-de Haas

Nous avons vu que le résultat des premières expériences Shubnikov-de Haas réalisées sur des échantillons très dopés ($p \sim 3\ 10^{17} cm^{-3}$) conduisaient à un rapport des masses ($\frac{m_\perp}{m_{//}} = 4,3$) très différent de celui trouvé par J.C. Picard en résonance cyclotron sur des échantillons très purs ($p \sim 3\ 10^{13} cm^{-3}$) ($\frac{m_\perp}{m_{//}} = 2,5$).

Ceci conduisit à penser que les surfaces isoénergétiques, pour des énergies de trous croissantes, n'étaient pas homothétiques et que la non parabolicité était anisotrope.

C. Guthmann [25,26] entrepris alors des expériences systématiques sur des échantillons de dopage variant de $10^{17} cm^{-3}$ à $6\ 10^{18} cm^{-3}$.

Sur les échantillons peu dopés ($p < 1,5\ 10^{17}$) l'anisotropie de la période correspond à une surface de Fermi ellipsoïdale ayant un rapport des aires extremales :

$$\frac{S_{\vec{B} \perp c}}{S_{\vec{B}//c}} = 1,4$$

ce qui correspond à un rapport des masses effectives :

$$\frac{m_\perp}{m_{//}} \simeq 2$$

analogue à celui trouvé par J.C. Picard en résonance cylotron.

Une analyse précise de l'évolution des résultats avec le dopage devait conduire aux remarques suivantes :

Au-dessus de $p = 1,6\ 10^{17} cm^{-3}$, deux phénomènes aparaissent :

- La période des oscillations dans la direction $\vec{B} \perp c$ diminue subitement de moitié, ce qui correspond à une aire double de celle qui était observée aux faibles dopages.

- Dans la direction $\vec{B}$//axe c on observe les battements de deux oscillations qui correspondent à l'existence de deux sections d'aires extremales de la surface de Fermi.

L'interprétation qu'à donné C. Guthmann de l'ensemble de ces résultats était que, pour les faibles concentrations, les surfaces isoénergétiques sont des ellipsoïdes. Lorsqu'on augmente la concentration, les ellipsoïdes se fondent deux à deux en une surface de Fermi en forme d'haltère (aussi dite "dumb-bell shaped") . Le contact des ellipsoïdes est obtenu pour $p \sim 1{,}6\ 10^{17} cm^{-3}$.

La mesure des périodes permettant celle de la taille des surfaces isoénergétiques dans l'espace réciproque, et connaissant le nombre de surfaces nécessaires dans une zone de Brillouin pour pouvoir accommoder tous les porteurs, C. Guthmann trouvait qu'il doit y avoir deux surfaces en haltère, donc quatre ellipsoïdes par zone de Brillouin. Cette situation correspond au modèle où le sommet de la bande de valence se trouve sur une des arêtes BM du prisme.

L'ensemble des expériences suggéraient un modèle où les ellipsoïdes sont situés sur les arêtes à proximité des coins M de la zone de Brillouin. A plus haute énergie, les surfaces isoénergétiques sont des surfaces en haltère résultant de la fusion des deux ellipsoïdes situés de part et d'autre du coin de la zone. Les résultats donnaient un ordre de grandeur de la distance séparant les centres de ces deux ellipsoïdes dans l'espace réciproque :

$$2k_{z_o} = (3{,}8 \pm 0{,}8)\ 10^6 cm^{-1}$$

M.S. Bresler et al[27,28] par des expériences similaires ont confirmé ces résultats et ce modèle. Ils trouvent :

$$2k_{z_o} = 4{,}2\ 10^6 cm^{-1}$$

L'écart entre ces deux valeurs n'a rien d'étonnant compte tenu de la difficulté des expériences de ce type dans un semiconducteur.

Résonance cyclotron

J'ai repris à la même époque (fin de 1967), les expériences de Picard en utilisant les techniques expérimentales qu'il avait mises au point, mais en bénéficiant de sources de plus hautes fréquences que le laboratoire venait d'acquérir (λ = 0,6mm, λ = 0,5mm, λ = 0,4mm), et en utilisant le champ magnétique plus élevé d'une bobine supraconductrice.

Les spectres enregistrés montrent une complication subite du spectre d'absorption dès qu'on travaille au-dessus d'un certain champ magnétique et d'une certaine fréquence. En particulier, dans la direction où le champ magnétique est perpendiculaire à l'axe c la raie de résonance cyclotron se sépare à partir d'un certain champ en trois raies distinctes.

Nous n'allons pas ici décrire complètement les résultats et leur interprétation, puisqu'ils font l'objet de ce travail et qu'ils seront discutés extensivement plus loin. Qu'il suffise de dire que nous avons interprété ces résultats d'abord de façon semi-classique, en supposant que les surfaces isoénérgétiques à basse énergie de trous sont des ellipsoïdes, qui, à plus haute énergie, se fondent deux à deux en des surfaces en haltère [29].

Ceci était entièrement cohérent avec les résultats de C. Guthmann : l'effet Shubnikov-de Haas permet l'exploration du sommet de la bande par le déplacement du niveau de Fermi avec le dopage. La résonance cyclotron permet la même opération en suivant l'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique, opération qui devient possible si l'on dispose d'une gamme suffisante de sources de fréquences différentes.

E - L'APPLICATION DE LA METHODE $\vec{k}\,\vec{p}$

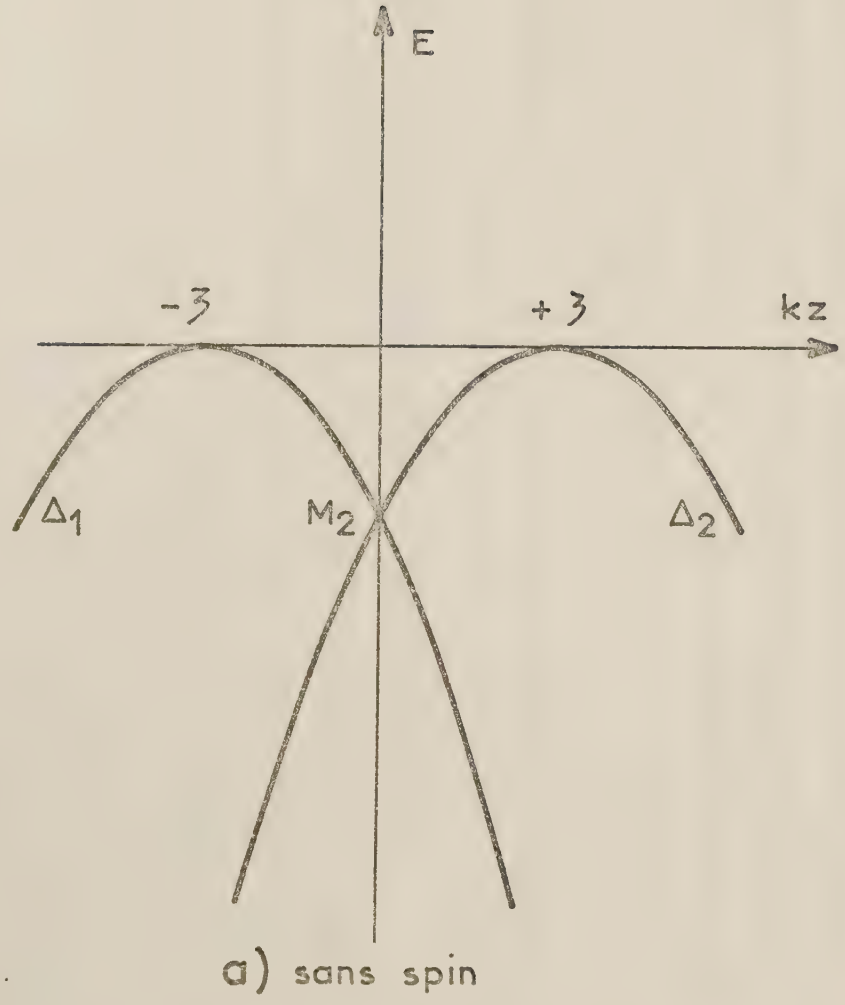
Parmi les déterminations satisfaisantes de la structure de bande dont on disposait à cette époque figuraient celles obtenues par M. Picard et M. Hulin[32,33] à la suite d'un calcul utilisant des pseudo-potentiels semi-empiriques. Cependant leur précision n'était pas suffisante pour donner une information détaillée sur la structure de la bande de valence au voisinage de son sommet : rappelons que les expériences Shubnikov-de Haas, comme les expériences de résonance cyclotron, dépendent de porteurs dont l'énergie ne diffère que des quelques meV de celle du sommet de la bande de valence.

Les calculs précédents, aussi bien que les résultats des expériences optiques indiquaient que ce sommet est situé sur les arêtes du prisme au coin de la zone ou en son voisinage. O. Betbeder-Matibet et M. Hulin[34,35] ont les premiers entrepris de faire une étude locale au voisinage du coin de la zone en utilisant l'approximation $\vec{k}\,\vec{p}$. Le principe de cette méthode est le suivant : quand on passe du point $\vec{k}_o$ de la zone de Brillouin au point $\vec{k}_o + \vec{k}$ ($\vec{k}$ petit), la variation de l'énergie qui en résulte peut se calculer en ajoutant au Hamiltonien exprimé sur la base des fonctions propres en $\vec{k}_o$ une perturbation :

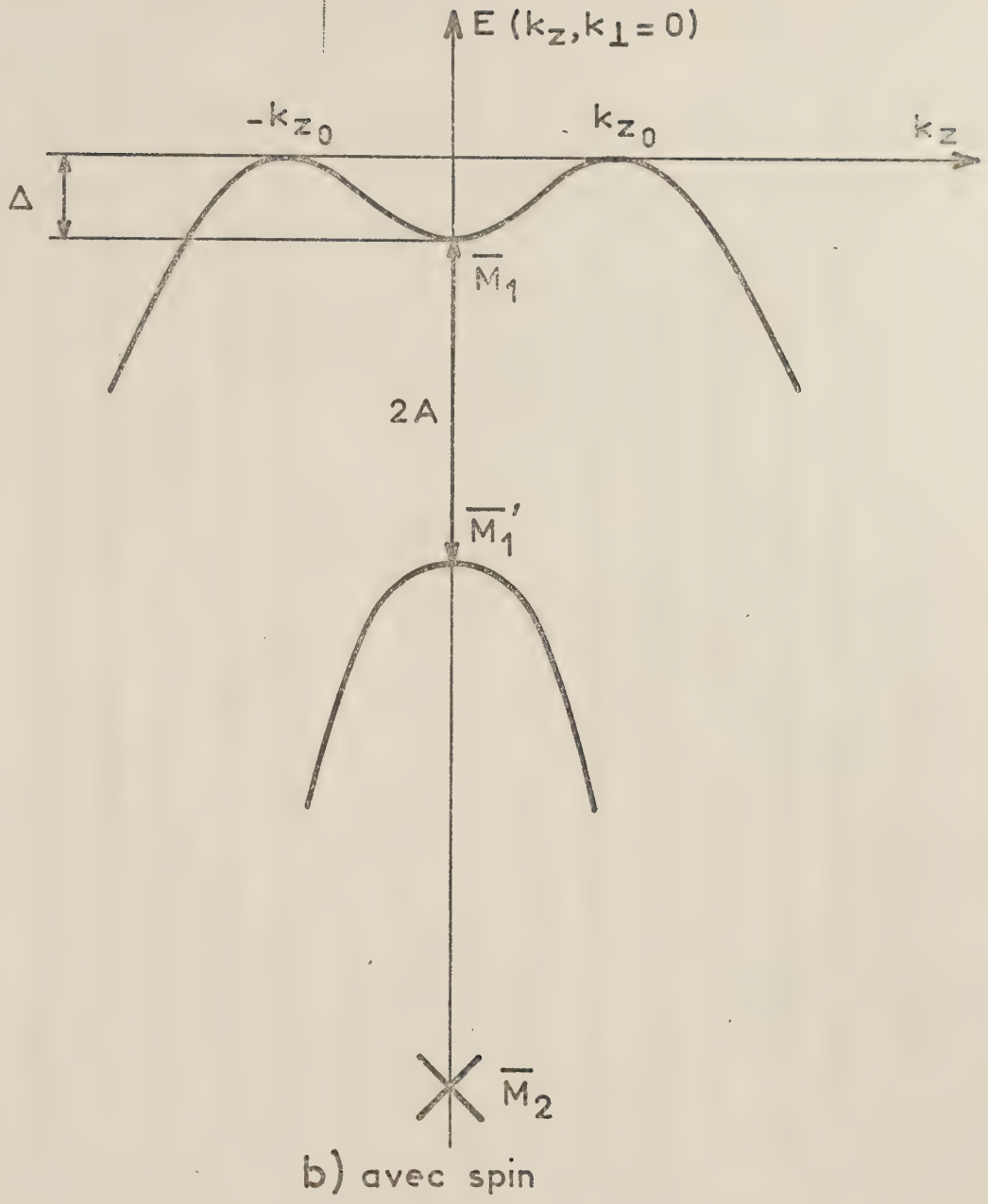
$$- i \frac{h^2}{m} \vec{k}.\vec{V} \quad + \frac{h^2}{2m} \overrightarrow{k^2}$$

Au premier ordre, la perturbation fait intervenir les éléments de matrice de $ih\vec{V} = \vec{p}$ entre les états de vecteur d'onde $\vec{k}_o$.

On a vu que la théorie des groupes prédit deux bandes supérieures qui, le long de k_z, appartiennent à des représentations différentes Δ_1 et Δ_2. Ces deux bandes sont symétriques par rapport à M et se coupent en ce point en donnant un niveau M_2 dégénéré.



a) sans spin



b) avec spin

Fig_5 Détail du sommet de la bande de valence

On prendra dans ce qui suit le coin M de la zone comme origine des vecteurs d'onde ; k_z est la composante de $\vec{k}$ parallèle à l'axe trigonal, $k_\perp$ la composante perpendiculaire. Un calcul au second ordre dans l'approximation $\vec{k}.\vec{p}$ donne une équation de dispersion pour les électrons sans spin :

$$E(\Delta_1\Delta_2) = -\alpha(k_z \pm \zeta)^2 - \beta\, k_\perp^2$$

Δ_1 et Δ_2 sont symétriques par rapport au coin de la zone et leur maximum est en $k_\perp = 0$, $k_z = \pm\zeta$ (fig.5a). Le couplage spin-orbite lève la dégénérescence entre les niveaux en M. Les énergies sont données par :

$$\begin{vmatrix} E(\Delta_1) - E & A \\ A & E(\Delta_2) - E \end{vmatrix} = 0$$

A, le terme de couplage spin-orbite entre Δ_1^- et Δ_2^+ est réel. On néglige ici les termes que le couplage spin-orbite introduit sur les éléments diagonaux de la matrice, ce qui revient à changer l'origine des énergies. On a alors :

$$E = -\alpha(k_z^2 + \zeta^2) - \beta\, k_\perp^2 \pm \sqrt{A^2 + 4\alpha^2\zeta^2 k_z^2}$$

On peut d'abord remarquer que, pour $k_z = 0$, la distance des deux bandes est 2A. Cette distance correspond expérimentalement à la bande d'absorption à 11μ (126 meV), on a donc une valeur empirique de A. $A \sim 63$ meV.

On s'intéresse ici surtout à la bande la plus élevée, c'est-à-dire celle qui correspond au signe +. Il faut choisir entre deux possibilités.

a) $A < 2\alpha\zeta^2$

Dans ce cas, la structure du haut de la bande comporte au coin de la zone, un minimum dans la direction k_z et un maximum dans la direction $k_\perp$, c'est-à-dire un point col. Les maxima de la bande se trouvent sur l'arête, ($k_\perp = 0$), en des points symétriques : $k_z = \pm k_{z_o}$. Notons Δ la différence d'énergie $E(k_z = k_{z_o}) - E(k_z = 0)$ et $q = \frac{A}{2\alpha\zeta^2}$. Il vient :

$$k_{z_o}^2 = \zeta^2(1 - q^2)$$

$$E_{max} = \alpha\,\zeta^2\,q^2$$

$$\Delta = \alpha\,\zeta^2(1 - q^2)$$

Cette structure est représentée sur la figure 5b.

b) $A > 2\alpha\zeta^2$

Dans ce cas k_{z_o} tend vers 0, le point col disparaît et la bande prend une structure parabolique classique dont le sommet se trouve au coin de la zone de Brillouin.

Il faut alors compléter la théorie d'une manière semi-empirique. Aussi bien les résultats de l'effet Shubnikov-de Haas que ceux de la résonance cyclotron indiquent que le cas réel correspond au cas a), et que le haut de la bande de valence a l'aspect dessiné sur la figure 5b. Ces données expérimentales permettent en outre d'évaluer les deux paramètres fondamentaux du modèle.

Chapitre II

RAPPELS THEORIQUES SUR LA RESONANCE CYCLOTRON ET POSITION DU PROBLEME DANS LE CAS DU TELLURE

A. THEORIE CLASSIQUE

Dans l'espace réciproque un porteur de charge, se déplaçant sous l'action de forces extérieures, peut être représenté par un paquet d'onde centré autour du vecteur d'onde $\vec{k}$. Sa vitesse de groupe :

$$\overrightarrow{v_g} = \frac{1}{\hbar} \overrightarrow{\nabla_k E}$$

est proportionnelle au vecteur gradient de l'énergie dans l'espace réciproque et donc perpendiculaire à la surface isoénergétique.

Sous l'action d'un champ magnétique B le porteur a pour trajectoire dans l'espace réciproque une section de cette surface pour un plan perpendiculaire à $\vec{B}$, sa composante k_B de $\vec{k}$ le long de $\vec{B}$ reste constante. Dans le cas général ces orbites sont fermées et la pulsation du mouvement est :

$$\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{2\pi eB}{\hbar^2} \quad \frac{1}{\left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{k_B}}$$

Par analogie avec le mouvement d'un électron libre soumis à un champ magnétique, on écrit ω_c sous la forme :

$$\omega_c = \frac{eB}{m_c}$$

ce qui définit la "masse cyclotron" m_c du porteur :

$$m_c = \frac{\hbar^2}{2\Pi} \frac{\partial S(E,k_z)}{\partial E}$$

Dans le cas particulier d'une bande d'énergie parabolique et de surfaces isoénergétiques ellipsoïdales et de révolution autour de k_z, l'énergie des porteurs s'écrit :

$$E(\vec{k}) = \hbar^2 \left(\frac{k_x^2+k_y^2}{2m_{//}} + \frac{k_z^2}{2m_{\perp}} \right)$$

La masse cyclotron observée lorsque le champ magnétique appliqué est dans le plan $k_y O k_z$, et fait un angle θ avec l'axe k_z est :

$$m_c = \left(\frac{\cos^2\theta}{m_{//}^2} + \frac{\sin^2\theta}{m_{//} m_{\perp}} \right)^{-1/2}$$

Ainsi il vient :

$m_c = m_{//}$ lorsque $\vec{B}$ est parallèle à k_z

$m_c = \sqrt{m_{//} m_{\perp}}$ lorsque $\vec{B}$ est perpendiculaire à k_z

Nous pouvons faire deux remarques :

- La masse cyclotron trouvée est indépendante de la côte k_B du plan de section de l'ellipsoïde ; tous les porteurs situés sur une surface isoénergétique ellipsoïdale ont la même masse.
- Les surfaces isoénergétiques sont des ellipsoïdes homothétiques. Si la bande est parabolique, l'énergie et la surface S d'une section sont

toutes deux des fonctions quadratiques de k. La surface est donc proportionnelle à l'énergie : la dérivée $\frac{dS}{dE}$ est une constante. La masse cyclotron des porteurs est alors aussi indépendante de leur énergie. Lorsqu'au contraire la surface isoénergétique est de forme quelconque, les porteurs parcourent toujours des orbites, sections des surfaces isoénergétiques pour des plans perpendiculaires à $\vec{B}$, de côte k_B, mais ici la fréquence de leur mouvement dépend de k_B ; la masse cyclotron est une fonction $m_c(k_B)$. On trouve cependant des zones de la surface où un grand nombre de porteurs ont la même fréquence : le voisinage des extrema de $m_c(k_B)$, où cette fonction est stationnaire. Ce sont ces zones dont la contribution sera prédominante dans les résonances observées.

Si, de plus, la bande est non parabolique, $\frac{\partial S(E,k_B)}{\partial E}$ et par suite m_c dépendront de l'énergie du porteur considéré : d'où, en particulier, une variation possible de la masse cyclotron avec le champ magnétique.

Résonance cyclotron

La mesure de la fréquence cyclotron se fait par l'interaction du mouvement des porteurs avec une onde électromagnétique. Il y aura résonance lorsque la fréquence ω de l'onde sera égale à ω_c.

Considérons le cas simple d'un échantillon placé dans une géométrie de Faraday (le vecteur d'onde $\vec{k}$ de l'onde hyperfréquence est parallèle au champ magnétique $\vec{B}$),et dans lequel les porteurs décrivent des orbites circulaires. Si l'onde électromagnétique est polarisée linéairement, elle peut être décomposée en deux ondes circulaires de

sens contraire. Chacune de ces composantes sera couplée au mouvement de ceux des porteurs dont le mouvement de rotation est de même sens : l'une résonnera avec les électrons, l'autre avec les trous éventuellement présente dans le cristal étudié. En présence d'un seul type de porteurs, l'absorption par résonance réduit par suite au maximum à la moitié de sa valeur initiale l'intensité d'une onde polarisée linéairement.

Il faut remarquer que si le mouvement des particules est elliptique, il peut être analysé comme somme de deux mouvements circulaires de sens contraire, mais d'amplitude différente. Dans ce cas, et toujours pour un seul type de porteurs, l'absorption peut, dans les cas favorables "éteindre" plus de la moitié d'une onde incidente polarisée linéairement.

Dans la géométrie de Voigt ($\vec{k} \perp \vec{B}$), il n'y a absorption que lorsque le champ électrique $\vec{E}$ de l'onde est dans le plan du mouvement cyclotron, c'est-à-dire pour $\vec{E}$ perpendiculaire à $\vec{B}$. La résonance cyclotron pure n'est observée qu'aux fréquences très supérieures à la fréquence de plasma. Si ω est de l'ordre de ω_p il y a couplage aux plasmons[37]. (cf partie IV.B).

Dans ce qui suit, nous ferons intervenir la masse effective tensorielle $\overrightarrow{\overrightarrow{m}}^*$ déduite de la théorie de la conductivité, qui ne dépend que de la courbure de la surface isoénergétique en un point :

$$\left(\frac{1}{m^*}\right)_{ij} = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j}\right)_o$$

Elle ne s'identifie en fait à la masse cyclotron que dans le cas de surfaces isoénergétiques ellipsoïdales.

Dans l'approximation d'un temps de relaxation τ indépendant de l'énergie, l'équation du mouvement d'un porteur s'écrit :

$$\vec{\vec{m}}^{*}\left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau}\right) = e(\vec{\mathcal{E}} + \vec{v}\Lambda\vec{B})$$

où $\vec{\mathcal{E}}$ est le champ électrique de l'onde ; la vitesse $\vec{v}$ du porteur a une composante dépendant du temps à la pulsation ω donnée par l'équation :

$$\left(i\omega + \frac{1}{\tau}\right)\vec{\vec{m}}^{*}\,\vec{v} = e(\vec{\mathcal{E}} + \vec{v}\Lambda\vec{B})$$

On en déduit le tenseur du conductivité $\vec{\sigma}$ par (36)

$$\vec{J} = Ne\,\vec{v} = \vec{\vec{\sigma}}\,\vec{\mathcal{E}_o}$$

où N est le nombre de particules par unité de volume et $\vec{J}$ la densité de courant, avec :

$$\vec{J} = Ne^2\tau\,\frac{\frac{\tau e}{|m^*|}\vec{\mathcal{E}}_o\Lambda(\vec{\vec{m}}^{*}\vec{B}) + \frac{\tau^2e^2}{|m^*|}\,\frac{\vec{B}(\vec{\mathcal{E}}_o\vec{B})}{1+i\nu} + \left(\vec{\frac{1}{m^*}}\,\vec{\mathcal{E}}_o\right)(1+i\nu)}{(1+i\nu)^2 + e^2\tau^2\left(\frac{\vec{B}\,\vec{\vec{m}}^{*}\,\vec{B}}{|m^*|}\right)}$$

(On note $|m^*|$ le déterminant du tenseur de masse effective et $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$).

La puissance absorbée

$$P = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\,\vec{J}\,\vec{\mathcal{E}}^{*}$$

passe par un maximum lorsque le dénominateur est minimal soit par :

$$\omega = \omega_c = e\sqrt{\frac{\vec{B}\,\vec{\vec{m}}\,\vec{B}}{m_1m_2m_3}} \qquad \text{si} \quad \omega_c\tau >> 1$$

Il y a un maximum d'absorption lorsqu'il y a synchronisme entre l'oscillation du champ électrique et le mouvement de rotation des

porteurs autour du champ magnétique. Ce maximum est d'autant mieux résolu que le nombre de révolutions que le porteur peut faire entre chaque choc est plus grand.

B. THEORIE SEMI-CLASSIQUE, LES NIVEAUX DE LANDAU

, Lifchitz et Onsager ont montré que la projection sur un plan perpendiculaire à $\vec{B}$ des orbites que parcourent les porteurs dans l'espace réel satisfont à une condition semblable à celle que Bohr et Sommerfeld avaient introduite pour les orbites atomiques :

$$\oint (\vec{p} - \overrightarrow{eA})\ \overrightarrow{dl} = (n + \gamma)h$$

où A est le potentiel vecteur magnétique et où l'intégration se fait le long de l'orbite. n est un nombre entier $\geqslant 0$ et γ est un facteur qui vaut $\frac{1}{2}$ si la trajectoire ne comporte aucun point où la vitesse s'annulle dans l'espace des phases (Zil'berman[39]).

On se rappelle que :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e(\vec{v} \wedge \vec{B})$$

La projection sur un plan perpendiculaire à $\vec{B}$ de l'orbite dans l'espace réel peut être déduité de la trajectoire dans l'espace réciproque par une rotation de $\frac{\Pi}{2}$ autour de $\vec{B}$, suivie par une réduction homothétique d'un facteur $\frac{eB}{\hbar}$. La condition de quantification, compte tenu de cette particularité, se réduit à :

$$\oint (\vec{p} - e\vec{A})\ \vec{dl} = \oint e\vec{A}\ \overrightarrow{dl} = eB\Sigma = (n + \gamma)\ h$$

où Σ représente l'aire de la projection parallèle à $\vec{B}$ de l'orbite dans l'espace réel. On a donc :

$$\Sigma = (n + \gamma)\ \frac{h}{eB}$$

et pour l'aire de la trajectoire de la particule dans l'espace réciproque :

$$S(E\, k_z) = (n + \gamma)\, \frac{2\Pi eB}{\hbar}$$

Cas de surfaces isoénergétiques sphériques

Les orbites autorisées ont pour rayon $k_\perp$ avec :

$$S(E) = \Pi k_\perp^2 = (n + \frac{1}{2})\, \frac{2\Pi eB}{\hbar} \qquad (\text{ici } \gamma = \frac{1}{2})$$

L'énergie correspondante est :

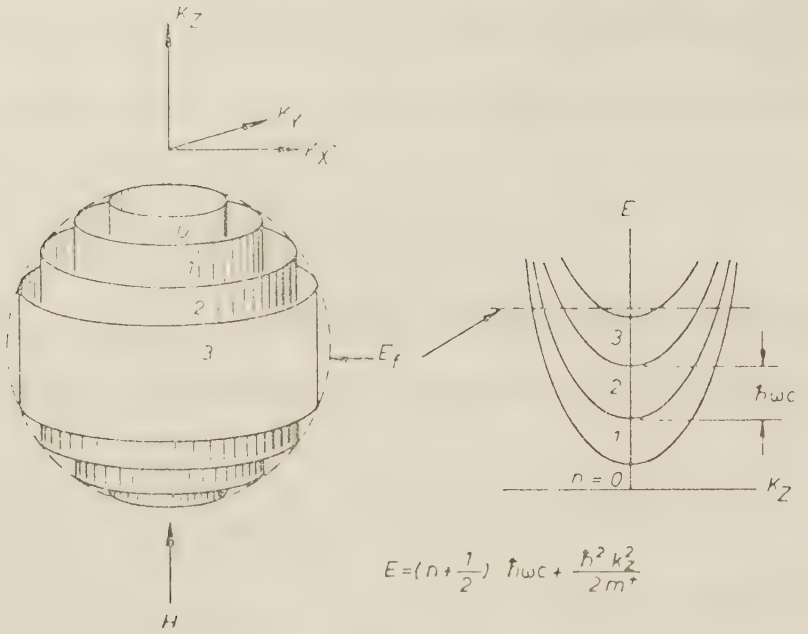
$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 (k_\perp^2 + k_B^2)}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (n + \frac{1}{2})\, \frac{2eB}{\hbar} + \frac{\hbar^2 k_B^2}{2m}$$

soit :

$$E = (n + \frac{1}{2})\, \hbar\, \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}$$

La quantification des surfaces des orbites entraîne la quantification du mouvement des porteurs dans le plan perpendiculaire à $\vec{B}$; à l'énergie quantifiée correspondante s'ajoute une énergie cinétique de translation non perturbée le long du champ $\vec{B}$.

On voit sur le schéma ci-dessous où k_B est noté k_z, les tubes de Shockley engendrés par les orbites permises pour les différents plans k_B, et pour les valeurs successives de n.



Tubes de Shockley

Le schéma b montre la variation de l'énergie des porteurs le long des tubes de Shockley en fonction de k_z (le dessin est fait pour le cas d'un métal ou d'un semiconducteur n, où l'énergie de Fermi est dans une bande parabolique isotrope). Avec l'accroissement du champ magnétique les tubes s'élargissent et on arrive à une situation où $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$ est de l'ordre de grandeur de E_F ; tous les électrons sont alors concentrés sur le niveau n = 0 : c'est la limite quantique. Au-delà, quand $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$ devient plus grand que l'énergie de Fermi initiale, les porteurs restent bloqués sur ce niveau.

Cas général

Dans le cas où les surfaces isoénergétiques ne sont pas des sphères, la règle de Bohr et Sommerfeld impose la même quantification aux aires des orbites qui restent des sections de surfaces isoénergétiques par des plans perpendiculaires à $\vec{B}$.

Si la bande n'est ni parabolique ni isotrope, les surfaces isoénergétiques ne sont pas homothétiques. Les différentes sections d'un tube de Shockley par des plans de diverses côtés k_z n'ont pas la même force : le tube est "gondolé".

Les résonances observées correspondent alors aux sections du tube où il y a beaucoup de porteurs ayant un mouvement de même fréquence. Il faut pour cela que les niveaux correspondants soient peuples à la température considéré et que la masse cyclotron :

$$m_c = \frac{\hbar^2}{2\Pi} \frac{dS}{dE}$$

soit extremale.

C. TRAITEMENT QUANTIQUE

Electrons libres

Soumettons un gaz d'électrons libres à un champ magnétique $\vec{B}$ parallèle à l'axe Oz[38].

On peut choisir comme potentiel vecteur

$$A_x = 0 \qquad A_y = x\,B \qquad A_z = 0$$

En l'absence de champ magnétique, l'énergie de la particule est :

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

En présence de $\vec{B}$, l'Hamiltonien qui décrit le mouvement de la particule s'obtient en remplaçant $\vec{p}$ par $\vec{p} - e\vec{A}$. On a donc :

$$\mathcal{H} = \frac{(\vec{p} - \vec{eA})^2}{2m}$$

$$= \frac{p_x^2}{2m} + \frac{(p_y^2 - exB)^2}{2m} + \frac{p_z^2}{2m}$$

On peut le décomposer en deux parties qui commutent :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_o + \mathcal{H}_1 \qquad \mathcal{H}_o = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{(p_y - exB)^2}{2m} \qquad \mathcal{H}_1 = \frac{p_y^2}{2m}$$

Après les changements de variables suivants :

$$p_x = \alpha Q$$
$$p_y - exB = \alpha P \qquad \text{avec} \quad \alpha = \sqrt{e\hbar B}$$

le Hamiltonien se met sous la forme :

$$\mathcal{H}_o = \frac{\alpha^2}{2m} (Q^2 + P^2)$$

Hamiltonien qui est du type de l'Hamiltonien d'un oscillateur harmonique.✳

Comme pour celui-ci on trouve :

$$[Q,P] = \frac{1}{\alpha^2} \left[p_x, p_y - exH \right] = i$$

✳ Rappelons que l'Hamiltonien d'un oscillateur harmonique

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} (p^2 + m^2\omega^2 q^2)$$

peut s'écrire si on pose

$$q = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}\, Q'$$

$$p = \sqrt{m\hbar\omega}\, P'$$

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar\omega}{2} (P'^2 + Q'^2)$$

où $[Q'P'] = i$

On peut résoudre cette équation dans la représentation {Q} où P est représenté par l'opération $-i \frac{d}{dQ}$. On a l'équation de Schrodinger à une dimension :

$$\frac{1}{2} \left[- \frac{d^2}{dQ^2} + Q^2 \right] u(Q) = \varepsilon\, u(Q)$$

et les niveaux d'énergie sont de la forme :

$$E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega_c$$

avec $\omega_c = \frac{eB}{m}$

En tenant compte de la composante $\mathcal{H}_1$ de l'Hamiltonien, l'énergie totale du porteur dans le champ $\vec{B}$ est :

$$E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega_c + \frac{p_z^2}{2m}$$

On retrouve que l'énergie de l'électron est la somme d'une énergie cinétique de translation le long du champ magnétique, et d'une énergie quantifiée pour le mouvement dans le plan perpendiculaire au champ.

Le calcul montre que les fonctions propres de la particule soumise au champ magnétique sont :

$$\psi_n = \left(\frac{1}{L_y L_z}\right)^{1/2} \exp i\,(k_y y + k_z z)\; \psi_n \left(x - \frac{\hbar k_y}{eB}\right)$$

où ψ_n sont les fonctions propres de l'oscillation harmonique, L_y et L_z les dimensions de l'échantillon dans les directions perpendiculaires au champ $\vec{B}$.

Si le gaz de particules est soumis à un champ électrique alternatif $\vec{\mathcal{E}}$ de pulsation ω, il fait apparaître des transitions entre les niveaux de Landau. La théorie du rayonnement montre que leurs probabilités sont proportionnelles au modèle au carré de l'élément de matrice :

$$M_{nm} = \frac{e\xi_o}{m\omega} < \psi_n \mid \vec{p} - e\vec{A} \mid \psi_m >$$

qui n'est différent de zéro que si $\vec{\mathcal{E}}$ est perpendiculaire à $\vec{B}$ et si $|n-m| = 1$. On a alors :

$$M_{n\ n+1} = \left[\frac{2e\hbar}{B} (n+1) \right]^{1/2}$$

Ainsi les seules transitions permises sont les transitions $\Delta n = 1$, la transition $n \to n+1$ étant d'ailleurs plus probable que la transition $n \to n-1$. On observera donc une absorption de puissance lorsque $\omega = \omega_c$, ce qui est conforme au résultat classique.

D. CAS DU TELLURE

La structure de la bande de valence du tellure fournit, comme nous allons le voir, un cas particulier intéressant.

Les expériences sont conduites sur des échantillons très purs ($p \sim 10^{13} cm^{-3}$). Les porteurs sont des trous, situés aux sommets de la bande de valence autour des points $k_z = \pm k_{z_o}$.

Nous prendrons dorénavant, sauf dans les équations de la partie V, ces points comme origine des énergies et le signe des énergies sera renversé, c'est-à-dire que nous considérerons des énergies de trous (et non plus d'électrons).

Il faut se rappeler que, dans le tellure, la dégénérescence de spin est complètement levée par le couplage spin-orbite qui a été introduit dans le calcul des bandes d'énergie. Il ne peut donc plus y avoir division des niveaux de Landau en sous-niveaux de spin.

A faible champ magnétique les porteurs sont proches des sommets de la bande où celle-ci est à peu près parabolique.

Les échantillons sont non dégénérés. Le niveau de Fermi se trouve à proximité immédiate de la bande de valence, entre celle-ci et les niveaux d'impuretés acceptrices. Aux champs magnétiques utilisés B > 10 kG et à T = 1,8°K , $\hbar\omega_c \gg kT$; seul le premier niveau de Landau est peuplé. Lorsque le champ croît les niveaux d'impuretés, et donc aussi le niveau de Fermi, restent "accrochés" au premier niveau de Landau qui reste donc peuplé. L'énergie des porteurs situé dans ce niveau croît avec B ; un simple balayage en champ permet donc de faire explorer aux porteurs les surfaces isoénergétiques d'énergie croissante.

On constate des effets spectaculaires dans les expériences de résonance cyclotron lorsque l'énergie des porteurs passe d'une valeur, pour laquelle ils sont localisés dans des "poches" ellipsoïdales centrées autour de $\pm k_{z_o}$, à une valeur qui les amène dans les haltères entourant les coins de la zone (fig.6).

Ces effets peuvent être analysés dans deux approches différentes qui donnent deux images du même phénomène.

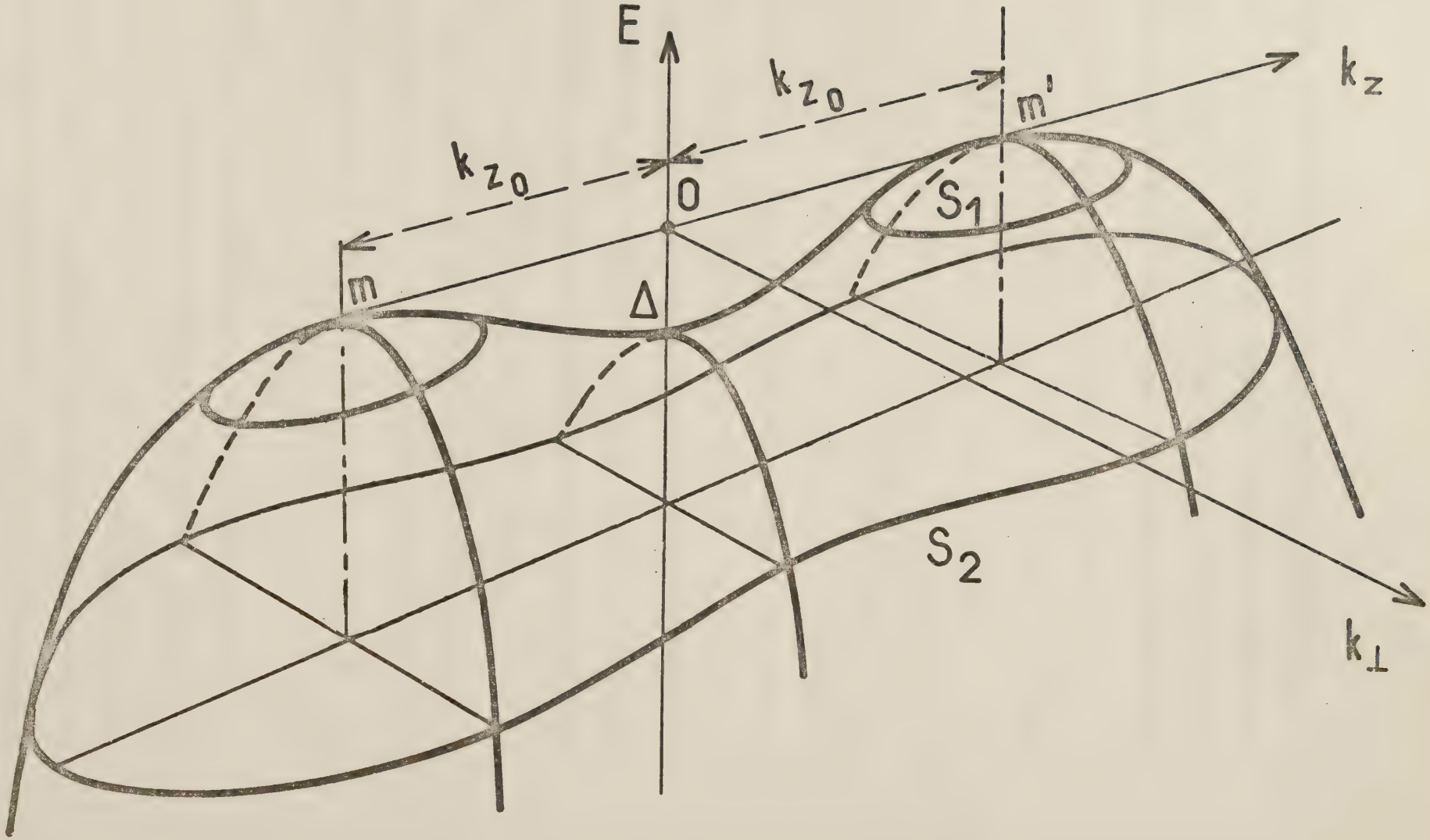
Image semi-classique

Aux basses énergies, c'est-à-dire ici aux faibles champs magnétiques, les trous sont situés à proximité des sommets de la bande en $k_z = \pm k_{z_o}$. Au voisinage de ces points l'équation de dispersion est

Fig - 6 Surface E $(k_z\ k_\perp)$ au sommet de la bande de valence

S_1 : Trajectoire semi classique dans un champ $\vec{B} \perp c$ pour $E < \Delta$

S_2 : " " " " " $E > \Delta$



à peu près quadratique en k_z et en $k_\perp$. Les surfaces isoénergétiques sont des ellipsoïdes de révolution centrés autour de $\pm k_{z_o}$. Les orbites sont donc des ellipses, sections de ces surfaces par des plans perpendiculaires à $\vec{B}$. La dépendance en k de l'énergie étant quadratique, les niveaux d'énergie correspondant aux orbites permises successives séront équidistants et séparés de :

$$\Delta E = \hbar\omega_c = \frac{\hbar\, eB}{m_c}$$

où

$$m_c = \left(\frac{\cos^2\theta}{m_{//}} + \frac{\sin^2\theta}{m_{//}m_\perp}\right)^{-1/2}$$

Dans la direction $\vec{B}\perp$ axe c en particulier, les orbites sont les ellipses S_1 (fig.6 et 7) et la masse cyclotron vaut :

$$m_c = \sqrt{m_{//}m_\perp}$$

L'énergie des porteurs croît avec le champ magnétique lorsqu'elle dépasse Δ, les porteurs se trouvent situés sur des surfaces d'énergie constante en forme d'haltère résultant de la fusion de deux ellipsoïdes.

Dans la direction $\vec{B}//c$, la dépendance quadratique en $k_\perp$ est conservée et conduira à la même valeur de $m_{c_{//}}$ qu'à bas champ.

Dans la direction $\vec{B}\perp c$, au contraire, les orbites résulteront du raccordement de deux ellipses (orbites S_2 , fig.6 et 7). Le périmètre de cette surface étant à peu près le double de celui de chacune des deux ellipses initialles, une différence d'énergie à peu près deux fois plus

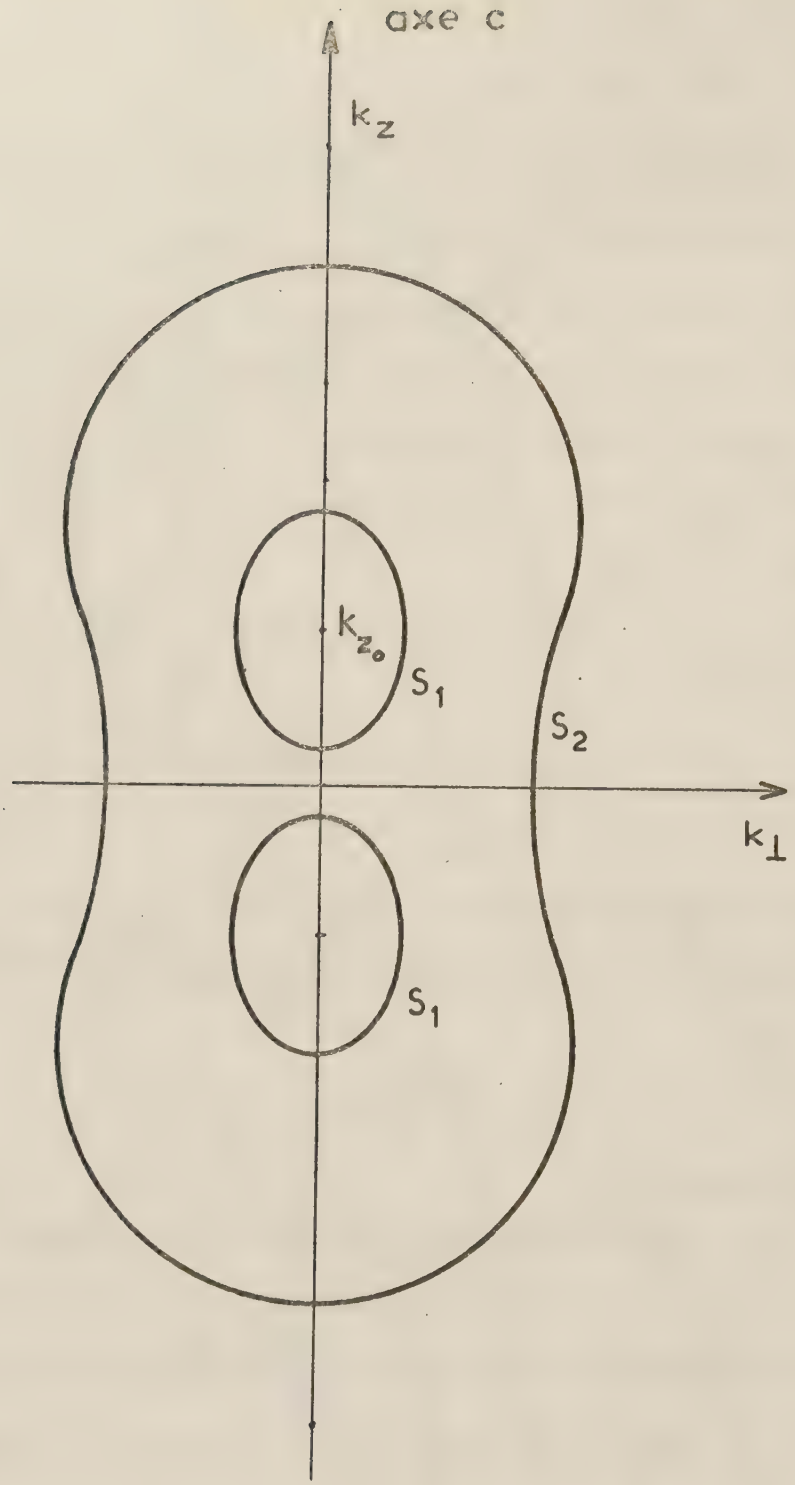


Fig. 7

petite que celle qui était précédemment nécessaire entre deux orbites permises consécutives suffira maintenant pour satisfaire la condition de quantification :

$$S(E_{n+1},k_z) - S(E_n,k_z) = \frac{2\Pi eB}{\hbar}$$

A très haut champ magnétique, les niveaux de Landau seront donc à peu près deux fois plus serrés qu'à bas champ. A chaque niveau E_n à bas champ, correspondront deux niveaux E_n^+ et E_n^- à haut champ (fig.8): un niveau se dédoublera lorsque son énergie sera de l'ordre de grandeur de Δ ; les niveaux d'ordre le plus élevé seront les premiers à subir cet effet. Les prévisions de ce modèle semi-classique simplifié, que nous avons proposé dès 1968[29] pour interpréter les premiers résultats de la résonance cyclotron, sont représentés sur la figure 8.

Ce modèle a été repris et développé pour obtenir l'aspect des niveaux de Landau lorsque leur énergie est proche de Δ et que l'on passe d'un type d'orbite à l'autre.

On se souvient que la règle de quantification des orbites s'écrit :

$$S(E,k_z) = (n+\gamma)\frac{2\Pi eB}{\hbar}$$

Comme on l'a vu plus haut, Zil'berman a montré[39] que $\gamma = \frac{1}{2}$ pour toute orbite où la vitesse ne s'annulle pas dans l'espace de phases. Le même auteur[40] et Azbel[41] ont précisé les modifications qui apparaissent quand cette condition n'est pas satisfaite, dans le cas

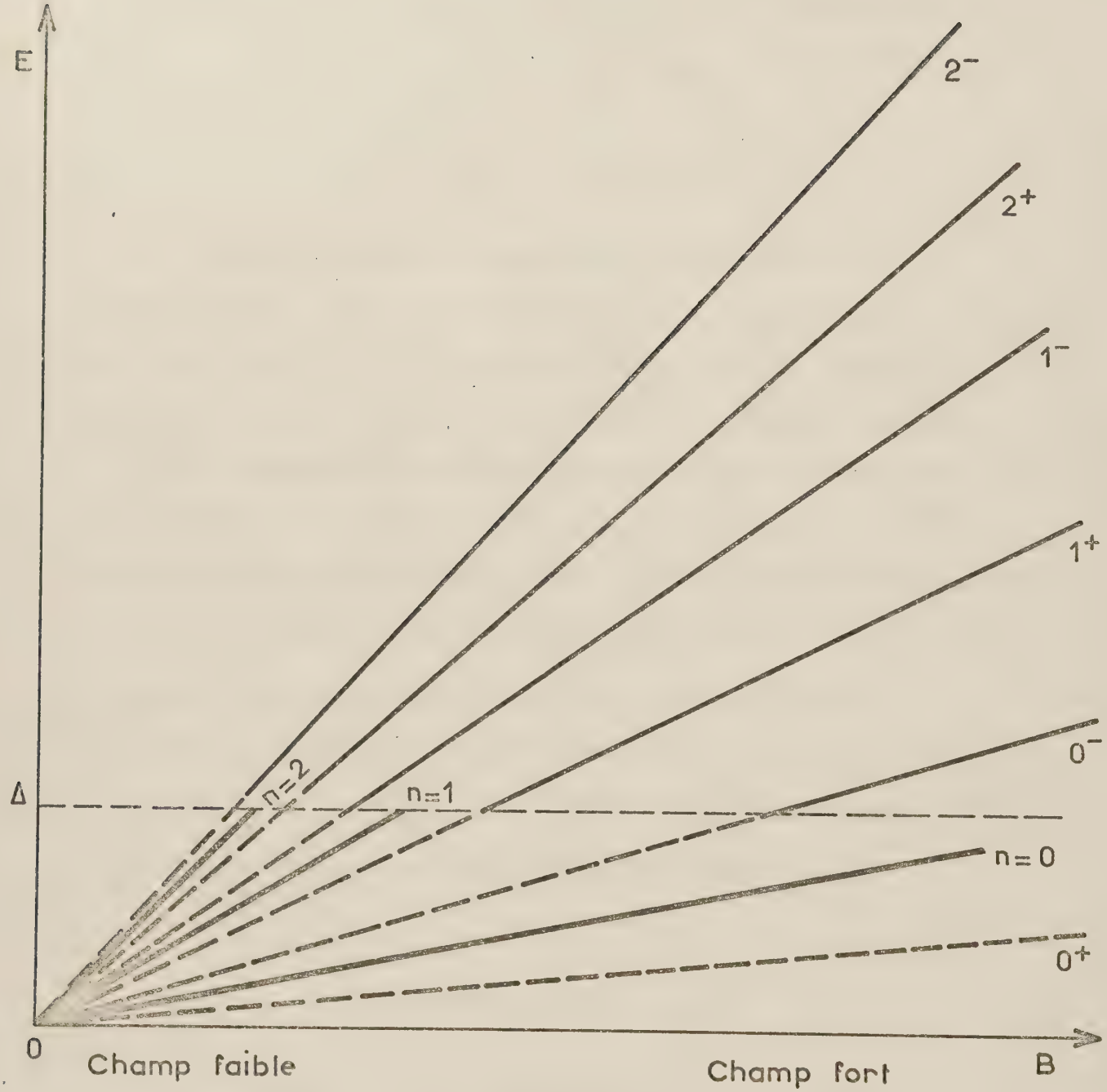


Fig_8 Niveaux de Landau déduits de l'approximation semi classique

d'une trajectoire critique qui se recoupe dans l'espace des moments, dont l'exemple typique a la forme d'un huit, ainsi que pour les orbites voisines.

Bresler et Mashovets[42], utilisant ces résultats, ont calculé complètement les énergies des niveaux de Landau du tellure en fonction du champ magnétique. Leurs résultats sont en bon accord avec ceux que Betbeder et Hulin ont obtenu par un calcul quantique dont nous allons résumer le principe.

Image quantique

Nous ne décrirons pas ici en détail le modèle quantique qui sera entièrement traité plus loin pour interpréter nos résultats, mais nous schématiserons la méthode qui conduit au calcul des niveaux de Landau.

Direction $\vec{B}$//axe c

La dépendance de l'énergie avec $k_\perp$ est quadratique. Nous avons vu que, dans un tel cas, la quantification est normale.

L'énergie du niveau de Landau d'ordre n s'écrit :

$$E_n(k_z) = \left[\alpha\, k_z^2 (A^2 + 4\alpha^2 \zeta^2 k_z^2)^{1/2} + C\right] + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{c//}$$

où $$\hbar\omega_{c//} = \frac{2\beta eB}{\hbar} = \hbar \frac{eB}{m_{c//}}$$

Les niveaux de Landau sont équidistants et correspondent à une masse cyclotron

$$m_{c//} = \frac{1}{2\beta}$$

Direction $\vec{B} \perp$ axe c

On peut montrer que le problème de la détermination des niveaux de Landau pour une bande ayant la relation de dispersion :

$$E = -\alpha(k_z^2 + \zeta^2) - \beta k_\perp^2 \pm \sqrt{A^2 + 4\alpha^2\zeta^2 k_z^2}$$

est semblable à celui des valeurs propres d'une particule dans un puits de potentiel V(X) dont le graphe a la même forme que la dépendance $\varepsilon(k_z, k_\perp = 0)$ de la figure 5b.

On verra, dans la partie V, les détails de ce calcul. Il suffit ici de remarquer que, pour un potentiel V(X) présentant deux "vallées" (fig.9), on peut exprimer approximativement les fonctions d'onde comme combinaisons indépendantes des fonctions $\phi_n(X-X_o)$ et $\phi_n(X+X_o)$ centrées dans chaque vallée. Compte tenu de la parité de la fonction V(X), il convient d'adopter les combinaisons symétrique et antisymétrique .

$$\psi_{n+} \sim \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\psi_n(X - X_o) + \psi_n(X + X_o)\right]$$

$$\psi_{n-} \sim \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\psi_n(X - X_o) - \psi_n(X + X_o)\right]$$

A basse énergie les fonctions $\psi_n(X-X_o)$ et $\psi_n(X+X_o)$ centrées dans chaque vallée ne se recouvrent pas : les fonctions ψ_{n+} et ψ_{n-} ont la même énergie. On a des niveaux d'énergie $\varepsilon_n^{\pm}$ deux fois dégénérés.

Quand le champ magnétique croît, les fonctions $\psi_n(X-X_o)$ et $\psi_n(X+X_o)$ s'étendent en X et se recouvrent partiellement (fig.9). La dégénérescence des combinaisons paires et impaires est levée.

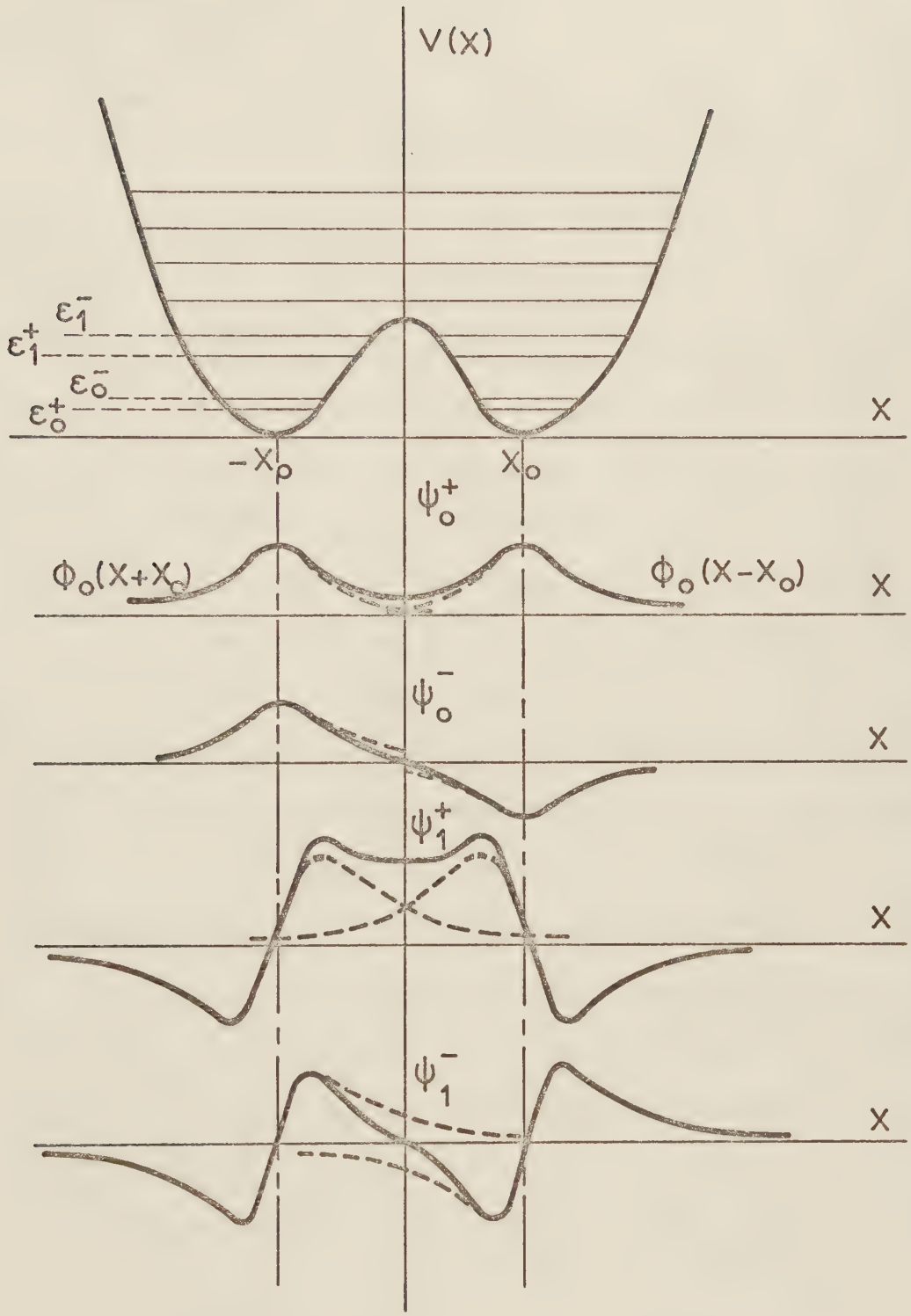


Fig_9 Aspect des fonctions d'ondes correspondant aux niveaux 0^+, 0^- 1^+ et 1^-

L'énergie des combinaisons impaires ε_n^- est augmentée, tandis que celle des combinaisons paires est diminuée. Le niveau dégénéré $\varepsilon_n^{\pm}$ se sépare en deux niveaux ε_n^+ et ε_n^- où $\varepsilon_n^- > \varepsilon_n^+$ parce que les états ε_n^- comportent plus de noeuds que les états ε_n^+. Nous retrouvons bien un schéma d'ensemble très voisin de celui que suggerait la représentation semi-classique.

Chapitre III

III - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

A. ECHANTILLONS

Comme nous l'avons déjà dit tous les échantillons sont de type p quelque soit la méthode de préparation utilisée.

Nous en avons utilisés plusieurs sortes. Les plus purs nous ont été confiés par le professeur Shalyt de Léningrad[4]. Le tellure a d'abord été bidistillé sous vide. Une trentaine de passes de fusion de zone ont ensuite amené sa pureté à correspondre à un nombre de porteurs $p \sim 10^{14} cm^{-3}$ (à 77°). Le monocristal est ensuite obtenu par tirage (2 cm à l'heure sous une température régulée au centième de degré). Le nombre de porteurs est réduit jusqu'à $p \sim 2\ 10^{13} cm^{-3}$ ce qui représente la plus grande pureté obtenue sur du tellure. La mobilité, qui est améliorée par un recuit à 350°C, atteint au maximum 200000 cm^2/Vs à 4°K.

Les autres échantillons que nous avons étudiés nous ont été donnés par Nguyen Hy Hau et C. Rigaux qui utilisent une technique de cristallisation différente, proche de la technique de Bridgmann : on refroidit lentement le tellure dans un gradient de température sous une atmosphère d'hydrogène purifié. Les cristaux les plus purs ainsi formés ont une densité $p \sim 16\ 10^{13} cm^{-3}$ et une mobilité $\mu \sim 150000\ cm^2/Vs$.

Aux fins de comparaison nous avons aussi étudié les spectres d'absorption avec d'autres échantillons de C. Rigaux, volontairement dopés, soit avec du bismuth, soit avec de l'antimoine. Ceux que nous

avons utilisés avaient une densité de trous $\sim 10^{14} cm^{-3}$ et une mobilité $\mu \sim 50000\ cm^2/Vs$.

Le tellure est connu pour sa sensibilité pathologique à toute contrainte mécanique. Nous avons notamment constaté une nette détérioration de la qualité des échantillons lorsqu'ils avaient été sciés dans un plan perpendiculaire à l'axe c, même lorsque cette découpe avait été faite à la scie à fil où à la scie à acide.

Nous avons donc systématiquement utilisé des échantillons dont les deux surfaces principales étaient deux faces clivées. Le tellure se clive relativement facilement à la température de l'azote selon des plans parallèles à l'axe c et à l'axe binaire. Les expériences ont donc été faites presque toujours sur des plaquettes contenant ces deux axes dans leur plus grande face qui est donc perpendiculaire à un axe bissecteur.

Ceci nous a imposé de faire les expériences dans deux géométries différentes, selon la direction cristallographique suivant laquelle on souhaitait orienter le champ magnétique.

B. CHAMP MAGNETIQUE

Les premières expériences avaient été faites par J.C. Picard à 314 GHz, dans le champ magnétique horizontal fourni par un électro-aimant Harvey Wells entre 0 et 27500 Gauss. L'échantillon, situé horizontalement dans le cryostat, recevait l'onde électromagnétique propagée depuis le haut du cryostat. La géométrie réalisée était donc la géométrie de Voigt $\vec{B} \perp \vec{k}$.

L'électro-aimant pouvait tourner autour de l'axe vertical du cryostat et on pouvait donc amener le champ magnétique le long des

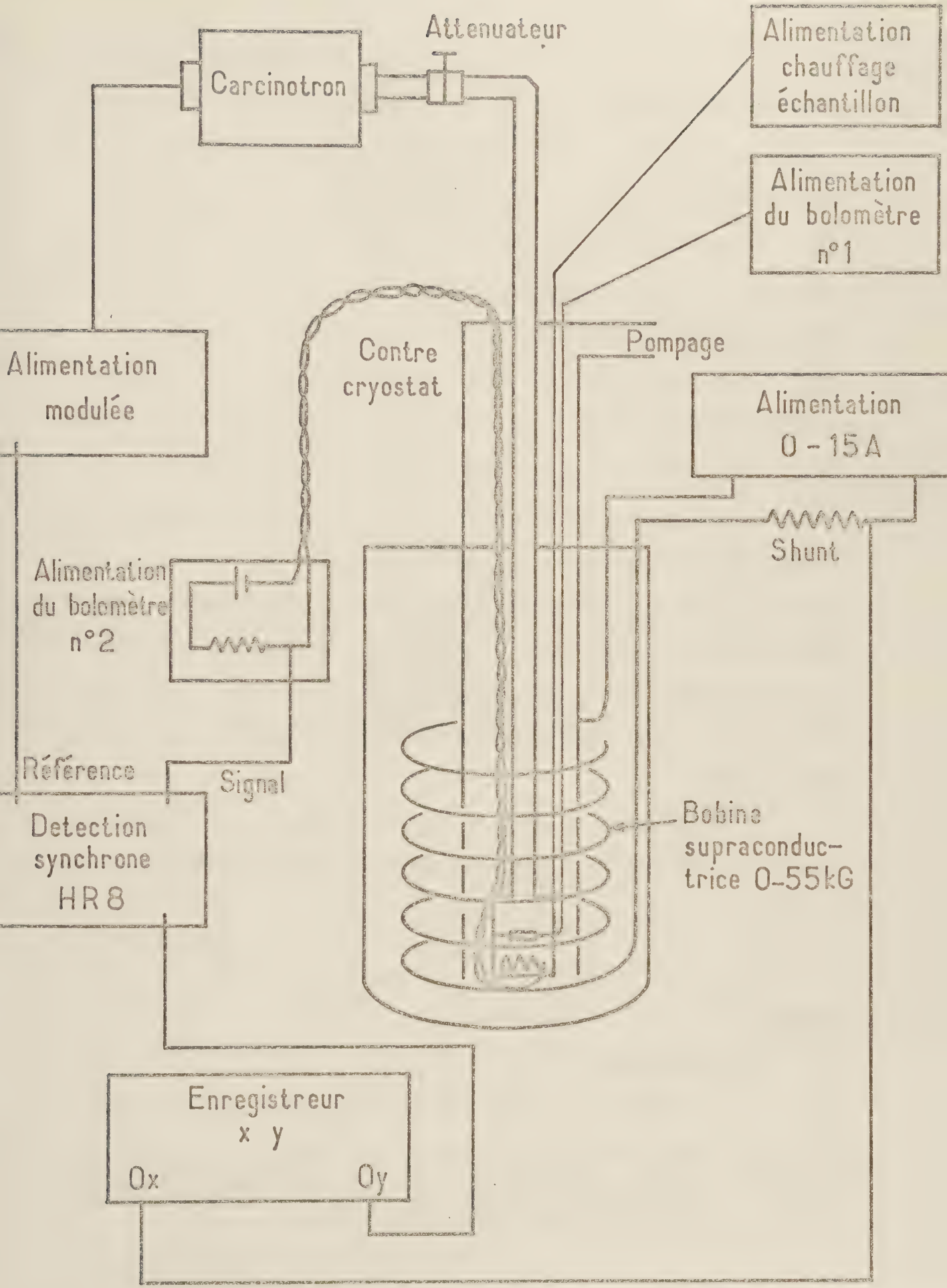


Fig_10 Schéma d'ensemble du montage expérimental

directions cristallographiques contenues dans le plan de l'échantillon. Un système de rotation du carcinotron permettait d'assurer que le champ électrique de l'onde soit perpendiculaire au champ magnétique.

Nos études à des fréquences plus élevées ont rendu indispensable l'usage de champs magnétiques plus élevés que 27.5 kG. Nous avons travaillé essentiellement dans le champ magnétique axial d'une bobine supraconductrice Westinghouse pouvant atteindre 58,5 kilogauss. Les spectres sont obtenus à une fréquence constante choisie entre 70 et 960 GHz, en balayant le champ magnétique de 0 à 58 kG.

L'alimentation régulée en courant de la bobine supraconductrice fournit un balayage linéaire de 0 à 16 Ampère qui correspond à une augmentation linéaire du champ magnétique de 0 à 58,5 kG. Dans une bobine supraconductrice, le champ étant proportionnel au courant, on obtient un enregistrement direct en fonction de champ magnétique en branchant l'entrée d'un enregistreur aux bornes d'un shunt placé en série avec la bobine. (Fig.10).

L'étalonnage du champ se fait en observant à des fréquences connues la résonance de spin du carbone qui correspond à une valeur de $g = 2$.

C. SOURCES

a) Carcinotrons

Les carcinotrons[43,44,45] sont des tubes à ondes progressives dont l'oscillation a lieu lorsqu'un faisceau d'électrons de haute densité peut interagir avec une onde hyperfréquence le long d'une ligne

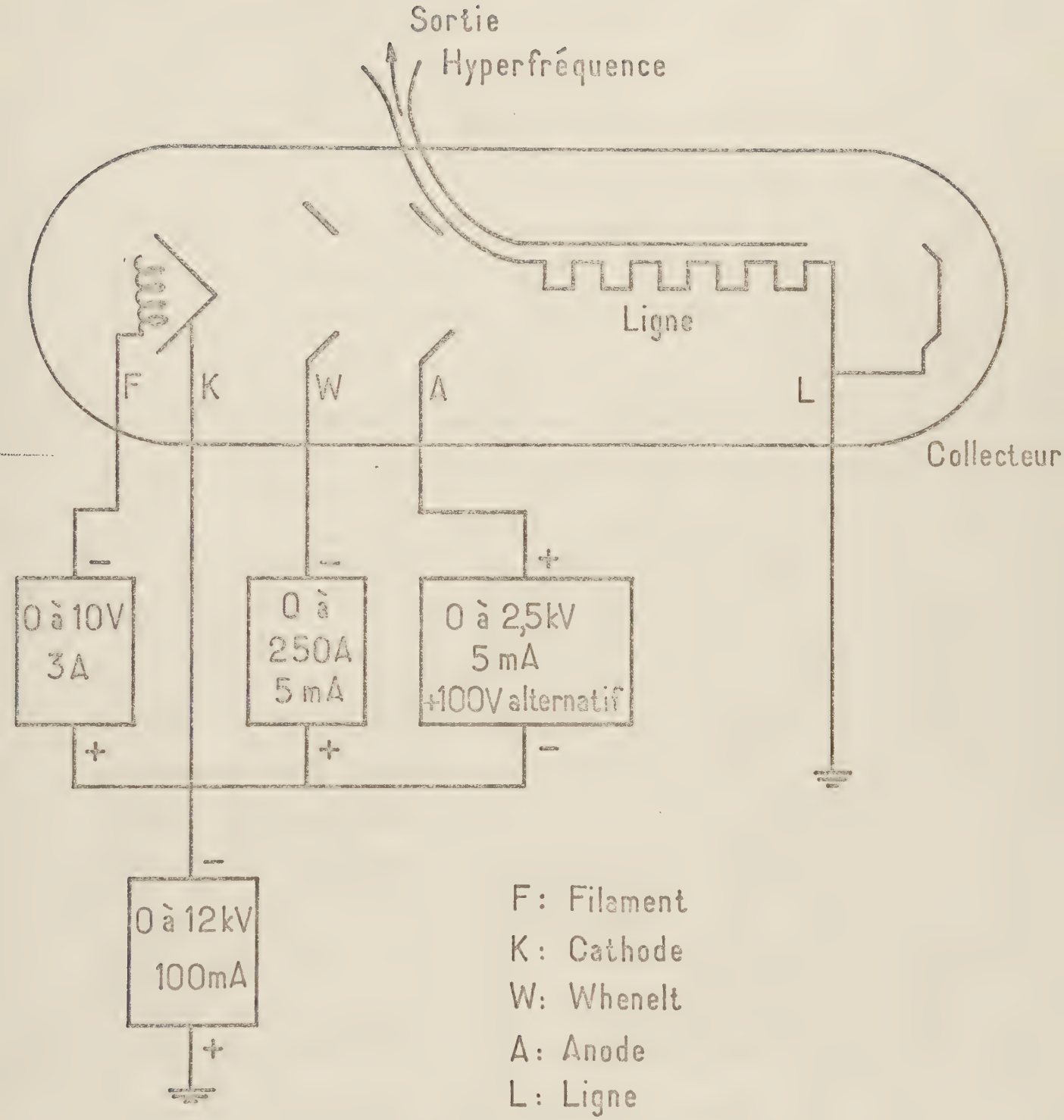


Fig_11 Schéma de branchement d'un carcinotron
Le champ magnétique focalisateur n'est pas représenté

à retard. Quand la vitesse de phase de l'onde est égale à la vitesse du faisceau, la composante longitudinale du champ électrique tend à regrouper le faisceau en paquets d'électrons. Une partie de l'énergie cinétique du faisceau est alors transférée à l'onde sous forme d'énergie électromagnétique.

Si la vitesse de phase de l'onde le long de la ligne est bien égale et de même sens que la vitesse des électrons, sa vitesse de groupe, par contre, est de sens contraire et l'énergie de l'onde se déplace en sens contraire du faisceau électronique (d'où le nom du tube).

Le tube est constitué des parties suivantes (fig.11) :

- Un filament qui chauffe une cathode émissive.
- Une électrode focalisatrice : le wehnelt.
- Une anode d'accélération qui commande l'intensité du faisceau.
- Une ligne à retard, le long de laquelle le faisceau électronique interagit avec l'onde.
- Un collecteur qui est le plus souvent au même potentiel que la ligne. Dans certains carcinotrons récents de forte puissance le collecteur est séparé de la ligne et porté à un potentiel négatif par rapport à elle (collecteur déprimé). Les électrons sont alors ralentis avant de le toucher, ce qui diminue l'émission d'électrons secondaires.
- Enfin un électroaimant (pour les carcinotrons submillimétriques), ou un aimant permanent (pour ceux de longueur d'onde λ = 2mm, 1mm ou 0,9mm) maintiennent la focalisation du faisceau.

Les cathodes peuvent émettre une densité de charges de 15 A/cm^2, le canon avec une convergence de l'ordre de 100 fournit une densité de faisceau de 1500 A/cm^2. Dans le cas représenté sur la figure (carcinotron CO 05 $\lambda \sim$ 0,5mm), le faisceau a un diamètre de 0,06mm pour pouvoir passer à travers la fente de la ligne.

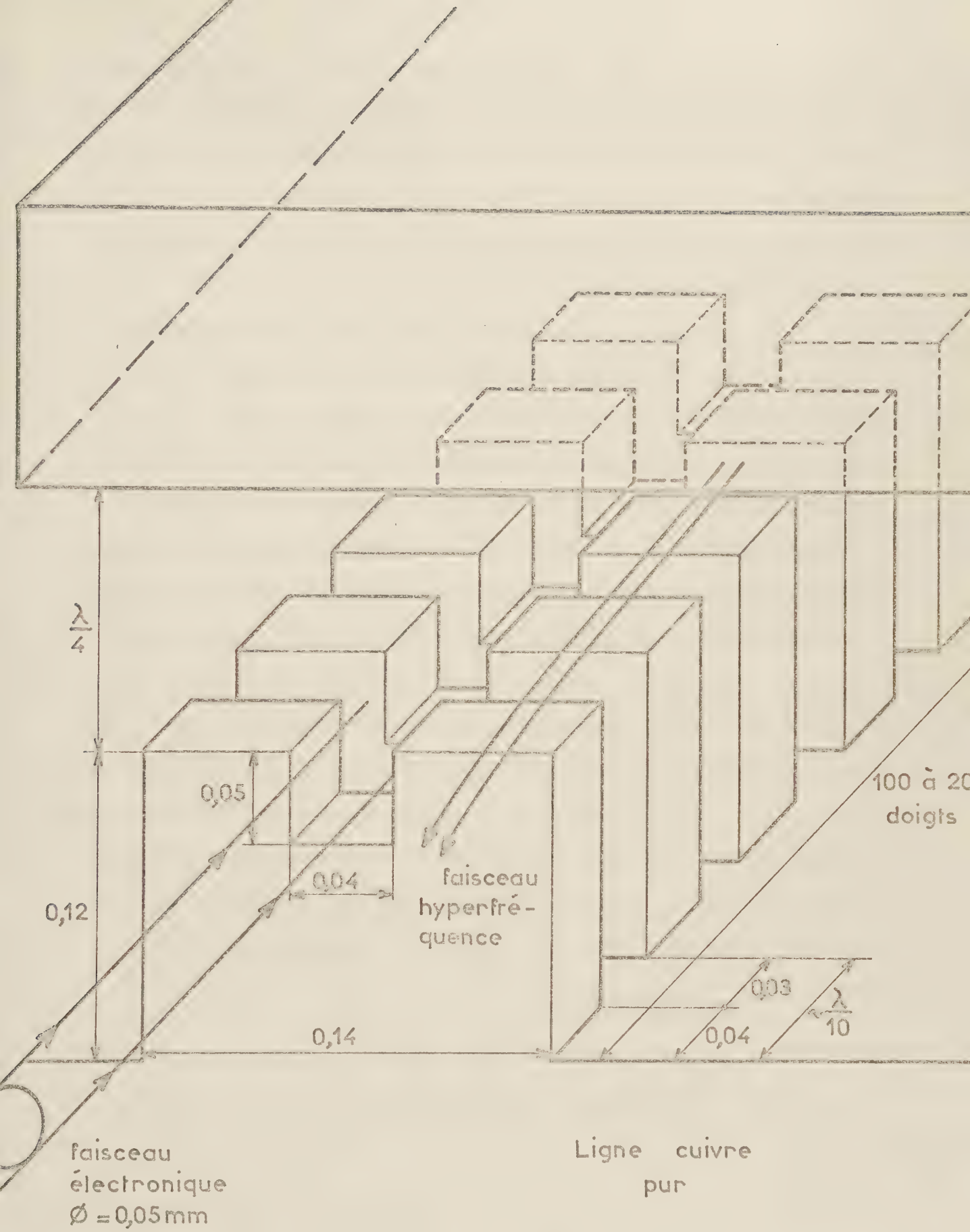


Fig.12 Schéma de la ligne d'un carcinotron C005
$\lambda \sim 0{,}5$mm (les côtes sont données en mm)

Les électrons sont accélérés par l'anode : celle-ci commande l'intensité du faisceau donc aussi la puissance hyperfréquence de l'onde émise. Il suffira de moduler la tension de l'anode pour moduler la puissance hyperfréquence émise sans que la fréquence soit affectée. La densité de puissance du faisceau électronique après accélération est de l'ordre de 15 Mw/cm^2.

Le faisceau est maintenu focalisé par le champ magnétique de l'électroaimant (de l'ordre de 8000 gauss pour le CO 05). Le tube n'oscille que si le couplage entre le faisceau électronique et l'onde est élevé. C'est la ligne qui assure ce couplage, elle est constituée d'un peigne dont le pas est à peu près d'un dixième de la longueur d'onde (ligne à vanne) . Pour obtenir le meilleur couplage, le faisceau passe soit dans un trou capillaire à travers toutes les dents, soit dans une série de créneaux taillés dans celles-ci et constituant une fente (fig.12). Dans le carcinotron CO 05 (λ = 0,5 mm), chaque dent à une épaisseur de 0,04 mm séparée de la suivante par 0,03 mm. La ligne compte 170 doigts sur une longueur de 12 mm. L'ensemble de ces côtes doit être exacte à 2,5µ près. Il faut donc une haute précision mécanique pour usiner cette pièce. On taille la ligne dans un bloc de cuivre très pur ; lorsque le carcinotron sera en fonctionnement la conductivité thermique du cuivre assurera l'évacuation de la chaleur vers une circulation d'eau.

Gamme d'émission

La fréquence émise est liée à la vitesse d'électrons le long de la ligne. C'est pourquoi on peut changer continûment la fréquence

émise en changeant la tension de la ligne. Cependant le carcinotron n'est accordable qu'entre des limites qui sont imposées par la périodicité du peigne : en général chaque carcinotron peut émettre dans une bande de largeur $\frac{\Delta\omega}{\omega} = 0,1$. La puissance émise dépend beaucoup de la tension V_L choisie. On le voit sur les figures qui pourtant surestiment la largeur des lobes d'émission . (fig.13).

Caractéristiques des carcinotrons utilisés

Nous avons, au cours de cette étude, utilisé sept carcinotrons construits par la C.S.F. dont chacun émet dans une région différente du spectre. Nous en résumons dans le tableau suivant les caractéristiques principales. On remarquera que les carcinotrons millimétriques sont très puissants (quelques watts), alors que les carcinotrons submillimétriques ont une puissance typique de l'ordre d'une dizaine de milliwatts.

Nom du tube	Longueurs d'onde typiques (mm)	Gamme de fréquence GHz	Puissance maximum	Remarques
CO 20	2,3	125 136	5 W	
CO 10	1,12	260 276	1 W	
CO 09	0,94	308 330	5mW	
CO 07	0,78	355 410	10mW	
CO 06	0,65	410 480	60mW	
CO 05	0,52	530 640	15mW	gamme de fréquence après réparation 550 590 G
CO 04	0,41	690 750	1mW	

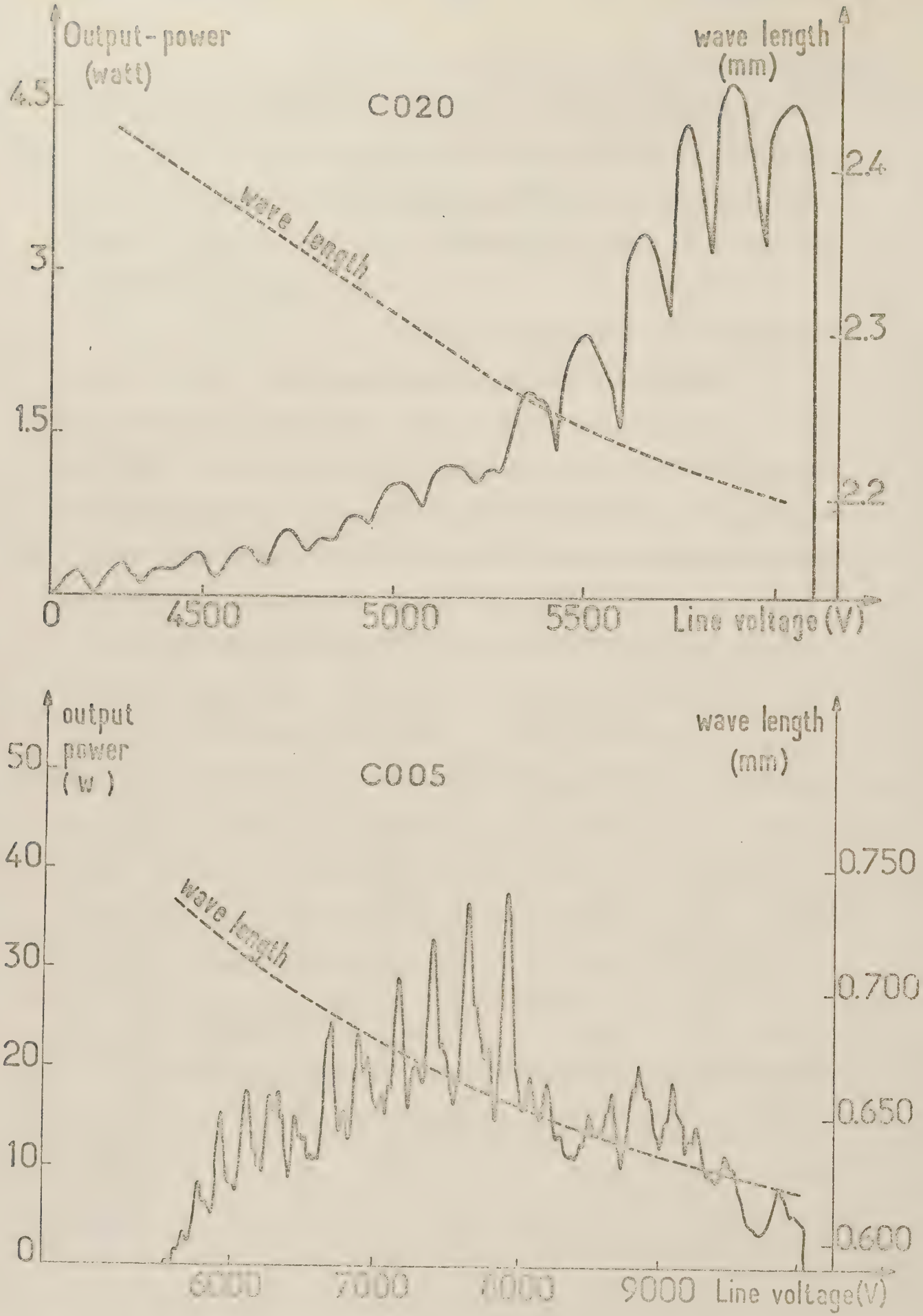


Fig. 13 Puissance et longueur d'onde émise en fonction de la tension ligne

a) Carcinotron C020 b) Carcinotron C005

Alimentation : stabilité et sécurité

Si on prend la cathode comme référence de potentiel, le wehnelt doit être porté à un potentiel légèrement négatif par rapport à elle, l'anode de l'accélération à une tension positive 0,3 à 2 kV, la ligne à une tension positive de 3 à 10 kV.

En fait, pour permettre le refroidissement par une circulation d'eau de la ligne et du collecteur on place ceux-ci à la masse, et c'est l'ensemble filament-cathode wehnelt et anode qui est porté à une tension négative $- V_L$ par rapport à la masse. (fig.11).

Nous donnons ci-dessous à titre d'exemple les valeurs des tensions d'alimentation pour le carcinotron CO 05 ($\lambda \sim 0,5$ mm) :

Electroaimant	12 A	
Filament	2,1 A	7,4 V
Wehnelt	0	- 150 V
Anode	0	2275 V
Ligne	60 mA	6000 V < V_L < 10000 V

Pour assurer la stabilité de la puissance émise par le tube il faut que la tension du filament, la tension de l'anode et la tension de la ligne soient stabilisées. Avec notre alimentation où les tensions sont stabilisées à 10^{-5} nous observons une bonne stabilité en puissance, avec une dérive lente de l'ordre de 0,1 dB en une heure.

La stabilité de la tension ligne assure également la stabilité de la fréquence émise $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 3\ 10^{-6}$.

Une analyse de Fourier de la radiation émise a été effectuée lors de tests sur un interféromètre de Michelson infrarouge (en collaboration avec l'équipe de J. Lequeux de l'Observatoire de Meudon).

Le déplacement total du miroir de l'interféromètre était de 15 cm, et le pas des points analysés 15 μ. La transformée de Fourier a montré que la raie était monochromatique dans la limite de résolution de l'interféromètre $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 10^{-4}$. Ce résultat est confirmé par les coefficients de qualité Q les plus élevés observés dans des cavités Pérot-Fabry semi-confocales par P. Goy, $Q \sim 10^5$.

Sécurités

Toute une série de sécurités protègent la vie du tube d'une part, et celle du chercheur de l'autre. Ces sécurités assurent :

- que le débit d'eau soit suffisant au refroidissement de l'électro-aimant,
- que le courant passe dans l'électroaiment qui fournit le champ magnétique focalisateur,
- que le filament et le wehnelt soient alimentés lorsqu'on met le tube sous tension,
- que la tension ligne soit toujours supérieure à la tension anode,
- que le courant anode soit inférieur à quelques milliampères.

Des fils de masse relient le corps du carcinotron à l'alimentation et à la masse du laboratoire.

Bien que l'emploi des carcinotrons exige un soin particulier, la plupart de nos tubes ont déjà eu des temps de fonctionnement dépassant largement ceux qui sont prévus par le constructeur (300 heures). Plusieurs d'entre eux ont déjà fonctionnés plus de 1000 heures. Dans deux cas sur trois (CO 05 et CO 10) les tubes qui ont cessé d'émettre l'ont fait pour la même raison. Le premier signe de faiblesse est la diminution de la résistance du filament due à un court circuit entre

deux spires. Il faut alors augmenter le courant dans le filament pour obtenir le même chauffage de la cathode. Si le phénomène se reproduit le tube ne peut plus émettre. Il faut alors changer le filament ce qui exige un démontage complet. Le troisième tube a cessé d'émettre (CO 04) parce que son vide s'est détérioré.

Le démontage et la réparation d'un tube sont assez aléatoires parce que la ligne est en cuivre et que ce cuivre a été recuit lors de la formation du tube et qu'il est donc devenu très fragile. Il faut aussi réaligner les pièces, remonter le tube, refaire les soudures verre-métal, le former de nouveau. L'ensemble de l'opération, effectué en usine, est long et couteux.

b) Lasers

Nous avons utilisé un des lasers moléculaires dûs à J. Tuchendler. Il s'agit d'un laser à gaz fonctionnant avec de l'acide cyanhydrique HCN. Le gaz contenu dans le laser est constamment renouvelé. On injecte continûment dans le tube un mélange de gaz composé de 50% d'azote et 50% de méthane. La décharge électrique forme l'acide cyanhydrique. La pression à l'intérieur du tube est maintenue vers 0,500 millibars par une pompe qui évacue le gaz vers l'extérieur.

D'une longueur de 3m la cavité est comprise entre un miroir plan et un miroir sphérique de rayon de courbure R > 6m. La cavité est donc à peu près semi-confocale. Le diamètre des miroirs est de 8 cm. Un trou de diamètre $\emptyset$ = 3mm percé au centre du miroir plan assure le couplage de la cavité avec l'extérieur.

On applique la tension excitatrice entre une cathode centrale située à mi-longueur du tube, et deux anodes situées à proximité des miroirs. Lorsque la tension appliquée est de l'ordre de V = 1,5 kV et le courant I $\sim$ 1A, la décharge prend un aspect en anneaux caractéristique.

Un déplacement par une vis micrométrique d'un des miroirs permet d'accorder la cavité. Selon la longueur de celle-ci, la longueur d'onde émise est soit $\lambda \sim 337\ \mu$ soit $\lambda \sim 311\ \mu$.

La puissance émise est de l'ordre de 50 mW. Une dérive lente de la puissance émise est due au désaccord progressif de la cavité avec son allongement par échauffement. Pour limiter ce phénomène la longueur du laser est fixée par des barres en invar qu'on isole du rayonnement thermique du tube en les entourant de papier d'aluminium.

On peut moduler la puissance émise en modulant la tension appliquée au laser.

D. PROPAGATION DE L'ONDE

La propagation en modes guidés simples devient impossible pour $\lambda < 2$ mm. Il faudrait en effet usiner très précisement des guides trop minces et l'atténuation serait trop importante. Pour pouvoir travailler avec le même dispositif expérimental dans toute la gamme des fréquences couverte par les sources, nous avons transmis l'onde soit dans des guides d'ondes surdimensionnés, soit dans des guides de lumière cylindriques.

Les sorties des carcinotrons sont des guides RG 138 U (λ=2mm) qu'on peut adapter aux guides RG 98 U (λ=4mm) par une transition pyramidale. Nous transmettons l'onde du carcinotron jusqu'au cryostat par ces guides standards, ce qui présente l'avantage de permettre l'utilisation des éléments démontables, des coudes, des atténuateurs.

Les atténuateurs standards fonctionnent encore aux fréquences sub-millimétriques, bien que la propagation dans le guide soit quasi-optique. A l'entrée du cryostat une transition adapte le guide à un guide de lumière cylindrique en acier inoxydable (de diamètre 0,8 cm) qui conduit l'onde jusqu'au bas du cryostat. Là un cône concentre l'hyperfréquence sur l'échantillon.

E. DETECTION

L'onde hyperfréquence transmise par l'échantillon est détectée par un bolomètre situé derrière l'échantillon. A l'échauffement du bolomètre dû à l'onde hyperfréquence correspond une variation de sa résistance.

Les sources hyperfréquences étant puissantes et les échantillons relativement transparents, la puissance à détecter est grande ($\sim 10^{-5}$ watt); il n'est pas nécessaire d'utiliser les détecteurs les plus sensibles. Nous avons utilisé des bolomètres au carbone qui sont de l'usage le plus pratique et du coût le plus bas. Ils sont constitués de résistances Allen Bradley du commerce (antérieure à l'"amélioration" qu'a apportée cette firme à ses résistances en les rendant indépendantes à la température). Typiquement, on prend une résistance 100Ω, ($\frac{1}{8}$ watt), on la débarasse de son vernis protecteur, on sectionne les deux fils puis on l'affine au papier de verre jusqu'à ce qu'elle forme une plaquette d'épaisseur $\sim$ 0,3 mm. On utilise les moignons des fils de contact originaux pour souder les contacts. La résistance vaut alors à peu près 500Ω. En fonction de la température elle suit alors une loi du type[46].

$$\text{Log } R + \frac{K}{\text{Log } R} = A + \frac{B}{T}$$

qui, à basse température est proche d'une loi exponentielle

$$R = R_o \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right)$$

$$\frac{dR}{R} = \alpha \frac{dT}{T}$$

où $\alpha \sim 4$ dans l'intervalle $1,5°K < T < 2,8°K$ (47).

Du point de vue de la détection on a donc avantage à travailler à la plus basse température, c'est-à-dire dans un bain d'hélium pompé à 1,8°K ; le bolomètre dans ces conditions peut détecter des puissances jusqu'à 10^{-9} watts.

L'utilisation du bolomètre au carbone présente deux avantages importants :

- Il est peu sensible au champ magnétique($\frac{\Delta R}{R} \sim 5\%$ à 30kG).
- Sa sensibilité varie peu dans le domaine de fréquence considéré (60 à 1000 GHz).

L'optimisation de l'utilisation du détecteur comporterait l'optimisation de son refroidissement, c'est-à-dire de ses échanges de chaleur avec le bain d'hélium. Après P. Goy, nous avons constaté cependant que les bolomètres au carbone conservent une excellente sensibilité même lorsqu'ils sont immergés dans le bain d'hélium superfluide. Il semble que la résistance de Kapitza limite le contact thermique avec l'hélium superfluide et permette l'échauffement du bolomètre, même immergé.

Pratiquement on détecte la variation de résistance du bolomètre en l'alimentant avec un courant suffisamment faible pour qu'il ne l'échauffe pas sensiblement. On alimente le bolomètre avec une pile de 9 volt. Une résistance grande par rapport à celle du bolo-

mètre et placée en série avec celui-ci (1MΩ par exemple lorsque le bolomètre est à l'hélium pompé R_{bolo} = 200 kΩ) assure un courant constant dans le circuit quelles que soient les variations de la résistance du bolomètre. Toute variation thermique de celle-ci se traduit par une variation de la tension à ses bornes. C'est cette tension qu'on envoie à l'entrée de la détection synchrone PAR modèle HR 8. (fig.10).

$$\Delta V = I \Delta R$$

Le signal doit être modulé à une fréquence compatible avec le temps de réponse du bolomètre $\tau \sim 10^{-3}$ sec. Nous avons le plus souvent modulé la source hyperfréquence à 75 Hz ou à 120 Hz.

F. MONTAGE DE L'ECHANTILLON

a) Géométrie de Faraday

La figure 14 montre le porte-échantillon utilisé dans la géométrie de Faraday.

L'échantillon est collé sur un porte-échantillon en cuivre qui bouche complètement le guide. Ce porte-échantillon est contenu dans une chambre dans laquelle on peut faire le vide. Cette chambre est fermée vers le bas par une feuille de mylar transparente. De l'autre côté du mylar, le bolomètre de détection est immergé dans l'hélium superfluide du contre cryostat qui est maintenu à une température $T \sim 1,5°K$.

Ce montage permet de chauffer l'échantillon jusqu'à des températures importantes ($\sim 50°K$) sans perturber la détection de l'hyperfréquence, puisque le bolomètre de détection reste toujours à $T \sim 1,5°K$.

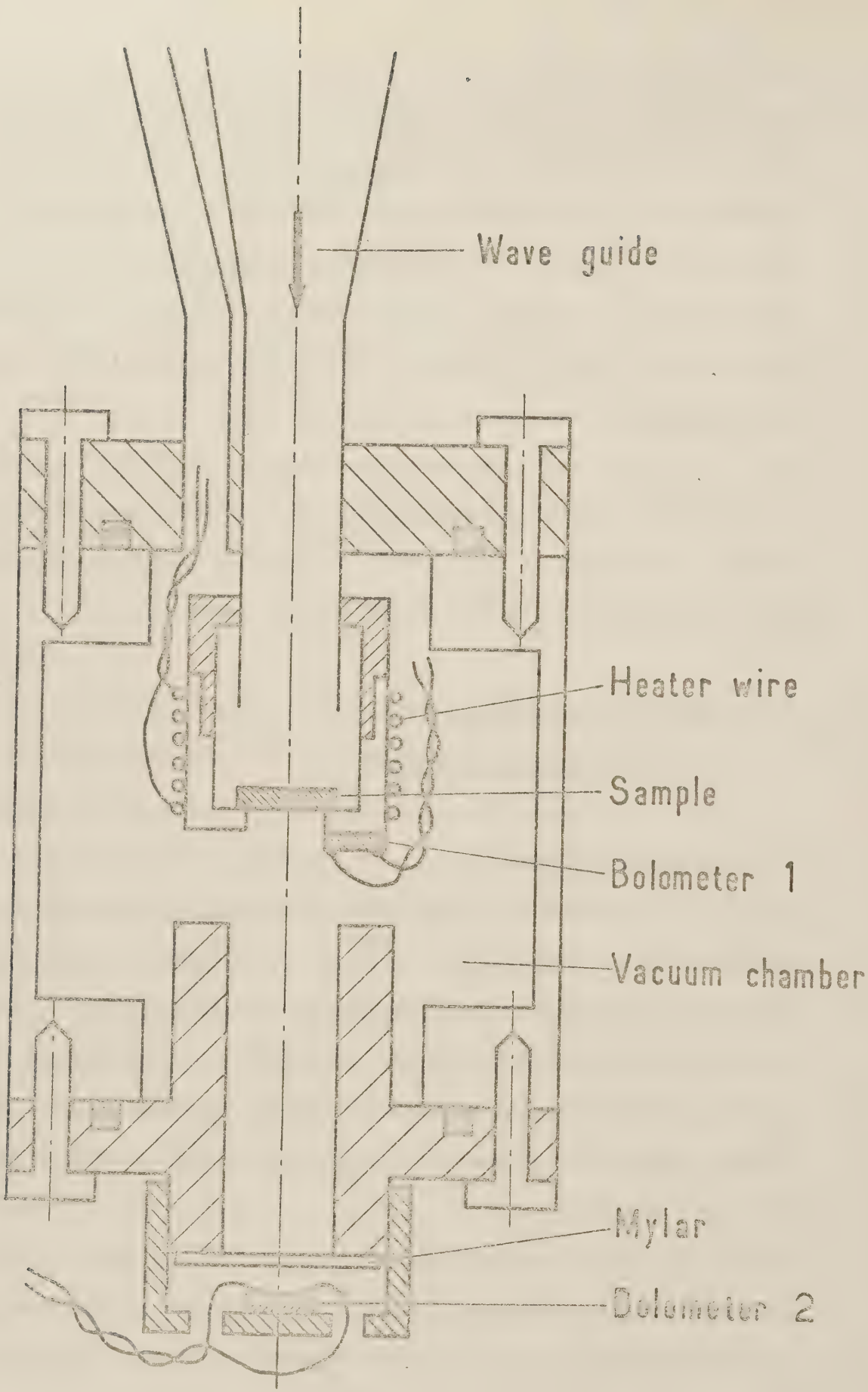


Fig.14 Porte échantillon et bolomètre
Géométrie de Faraday

Pour chauffer l'échantillon, on envoie un courant dans un fil résistant ($\sim$ 60 Ω au total) enroulé autour du porte-échantillon isolé électriquement par une couche de mylar fin, puis collé à l'araldite. La boîte d'alimentation du chauffage comprend une pile de 1,5 Volt et des résistances de valeurs diverses placées en série avec le fil résistant. Selon la valeur de cette résistance, le chauffage est plus ou moins grand.

Lorsque la température que l'on veut obtenir est inférieure à 20°K, on remplit la chambre avec une pression d'un millibar de gaz d'échange (He) qui assure une meilleure stabilité thermique.

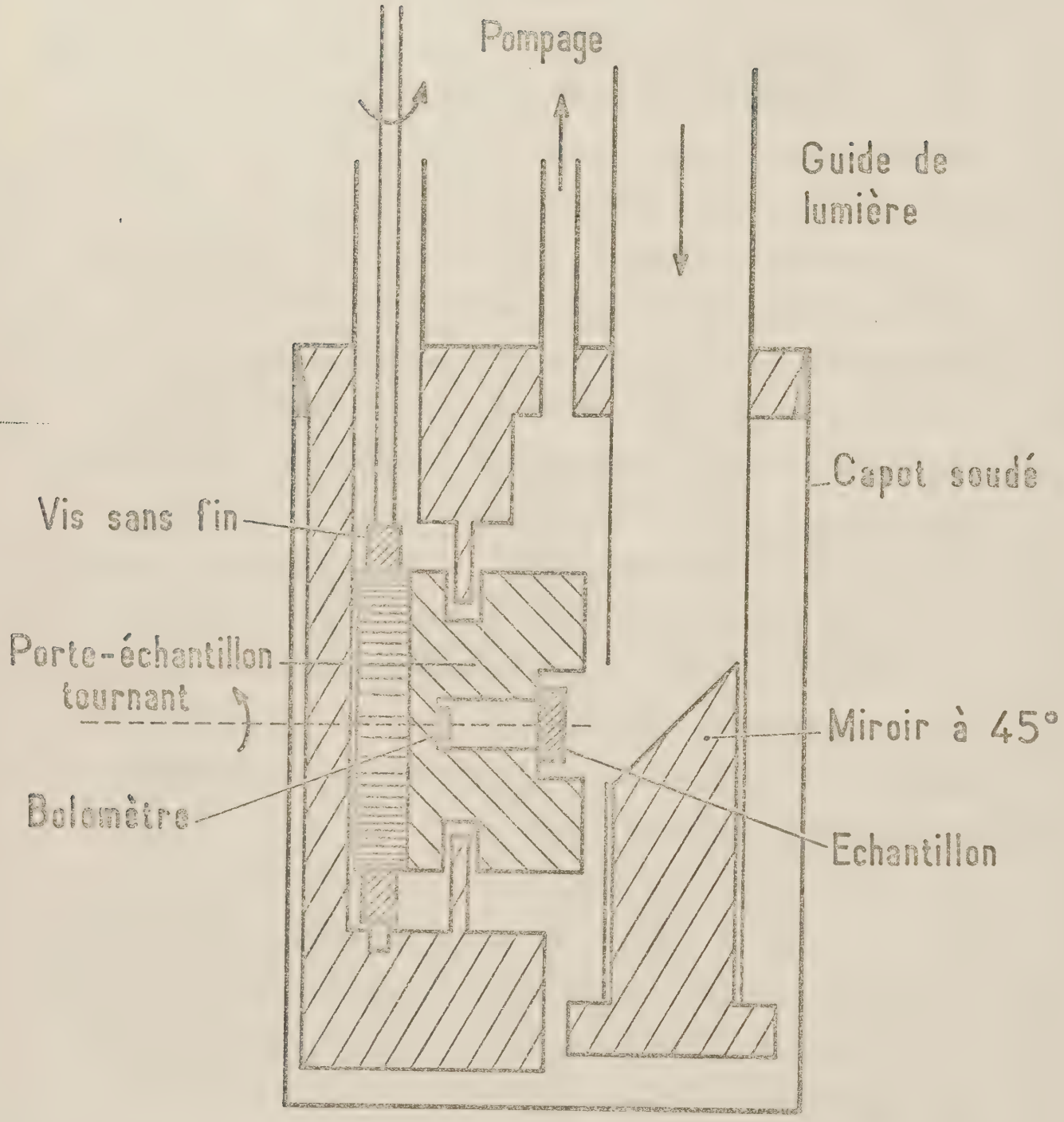
Si la température que l'on veut obtenir est plus élevée, on échaufferait exagérément l'hélium du contre cryostat par le gaz d'échange. On cherche alors à isoler l'échantillon en faisant le vide dans la chambre. On peut ainsi atteindre 50°K, mais avec une moindre stabilité.

La température est obtenue en mesurant la résistance d'un bolomètre qui est collé sur la base du porte-échantillon.

Ce bolomètre est une résistance au carbone étalonnée à des températures connues. On mesure la température de l'échantillon avec une précision de l'ordre de 10%.

b) Géométrie de Voigt

Sur la figure 15 on voit un porte-échantillon initialement conçu par H. Thomé et J. Tuchendler pour des expériences sur le Bismuth. Dans ce dispositif, l'échantillon est dans un plan vertical. L'onde électromagnétique est dirigée sur l'échantillon par un miroir à 45°. On a donc $\vec{B} \perp \vec{k}$: on travaille dans la géométrie de Voigt. Une grille unidirectionnelle située avant l'échantillon permet de polariser l'onde électromagnétique de manière que son champ électrique soit perpendiculaire à $\vec{B}$. Le bolométre, situé derrière l'échantillon, est collé sur un bloc



Porte échantillon Géometrie de voigt

Fig. 15

de laiton qui assure son contact avec le bain d'hélium.

Dans ce dispositif un système à vis sans fin permet de faire tourner l'échantillon dans son plan. On peut ainsi aligner avec le champ magnétique toute direction cristallographique contenue dans le plan de la surface de l'échantillon. C'est avec ce dispositif qu'ont été réalisées les expériences $\vec{B}$// axe c et l'étude en fonction de l'angle qui fait l'objet de la partie VI.

Chapitre IV

DESCRIPTION DES RESULTATS

A. DESCRIPTION GENERALE

Les spectres d'absorption aux basses fréquences dans les deux directions cristallographiques $\vec{B}$//axe c et $\vec{B}$//axe bissecteur sont relativement simples. Aux plus hautes fréquences, un grand nombre de raies d'absorption apparaissent qui, à première vue, semblent inextricables.

Des enregistrements caractéristiques de la puissance transmise en fonction du champ magnétique à diverses fréquences sont présentés sur la figure 16, pour la direction $\vec{B}$//axe c, et sur la figure 18, pour la direction $\vec{B}$//axe bissecteur. Tous les enregistrements sont faits à T = 1,5°K.

Grâce à la large gamme de fréquences couverte par nos sources, on peut dessiner l'évolution de la position de chacune de ces raies dans des diagrammes $\omega(B)$. La figure 17 montre cette évolution pour $\vec{B}$//axe c, la figure 22 pour $\vec{B}$//axe bissecteur.

A basse température T $\sim$ 1,5°K on peut distinguer trois types de raies différents qu'on reconnait dans ces deux diagrammes.

a) La position des raies appelées F peut s'extrapoler à l'origine ($\vec{B}$=0,ω =0).

b) Les raies S ont une évolution parallèle à celle des raies F, mais elles s'extrapolent toutes à une même énergie de transition $h\omega \sim 1{,}24$ meV à champ magnétique nul.

c) Les raies I ont un aspect différent : elles sont très fines et leur position est presque indépendante du champ magnétique.

La distinction entre ces trois classes d'absorption est confirmée par les expériences effectuées à des températures plus élevées.

L'évolution du spectre d'absorption avec la température est montrée sur deux exemples à ω = 314 GHz (fig.19) et à ω = 409 GHz (fig.20). Quand la température croît, l'intensité des absorptions F reste stationnaire ou augmente.

Les raies S et les raies I disparaissent rapidement à température croissante : à 5°K elles ont presque totalement disparu.

Enfin, quand on élève la température de nouvelles raies d'absorptio apparaissent que nous appellerons les raies T.

Des expériences réalisées dans la géométrie de Voigt ont permis de vérifier qu'à basse fréquence les raies F n'apparaissent que lorsque le champ électrique $\vec{E}$ de l'onde est perpendiculaire au champ magnétique (fig.2 Les raies I ne sont observées que lorsque $\vec{E}$ est parallèle à l'axe c, quelle que soit la direction de $\vec{B}$.

Origine de ces différents types de raies

On se souvient que tous les échantillons de tellure sont de type p. On en déduit que, même dans les échantillons les plus purs, il existe des impuretés acceptrices qui assurent la neutralité électrique. Il doit donc y avoir dans le gap, au voisinage du sommet de la bande de valence, un ou plusieurs niveaux d'impureté.

A très basse température, le niveau de Fermi sera situé entre ces niveaux d'impureté et la bande de valence. Or on observe, dans les deux directions $\vec{B}$//axe c et $\vec{B}$//axe bissecteur des raies d'absorption, les raies S, que s'extrapolent à champ nul à une énergie de transition $h\omega \sim 1{,}24$ meV.

On peut faire l'hypothèse que cette énergie est l'énergie d'ionisation de l'impureté acceptrice, c'est-à-dire sa distance à la bande de valence. Les raies S correspondent alors aux transitions de ce niveau d'impureté vers les niveaux de Landau successifs, ce qui est suggéré par le fait que l'évolution de ces raies S est parallèle à celle des raies F. Comme il est classique dans les semiconducteurs[48][49], le niveau d'impureté reste accroché au niveau de Landau le plus bas et l'énergie d'ionisation de l'impureté varie peu avec le champ magnétique.

A température nulle, le niveau de Fermi sera à égale distance du niveau d'impureté et de la bande de valence. A très basse température il se déplacera d'abord vers la bande de valence où la densité d'état en haut de bande est plus faible que la densité d'état localisée au niveau d'impureté. Si la température continue à augmenter, le niveau de Fermi se déplace ensuite en sens inverse vers le niveau d'impureté, puis vers le milieu du gap.

Aux températures $T \sim 1{,}5°K$, le niveau de Fermi est très proche du bas de la bande de valence. Aux champs magnétiques où apparaissent les résonances ($\hbar\omega_c >> kT$), seuls le niveau d'impureté et le plus bas niveau de Landau sont peuplés de trous. Lorsque la température croît, le niveau d'impureté se vide très rapidement (de trous, c'est-à-dire qu'il se peuple d'électrons) et, la fonction de répartition étant plus étalée, les niveaux de Landau supérieurs ($n = 1$, puis $n = 2$) commencent à se peupler. Comme on a vu que la structure du sommet de la bande va donner naissance à des niveaux de Landau inégalement espacés, de nouvelles raies vont apparaître : les raies T.

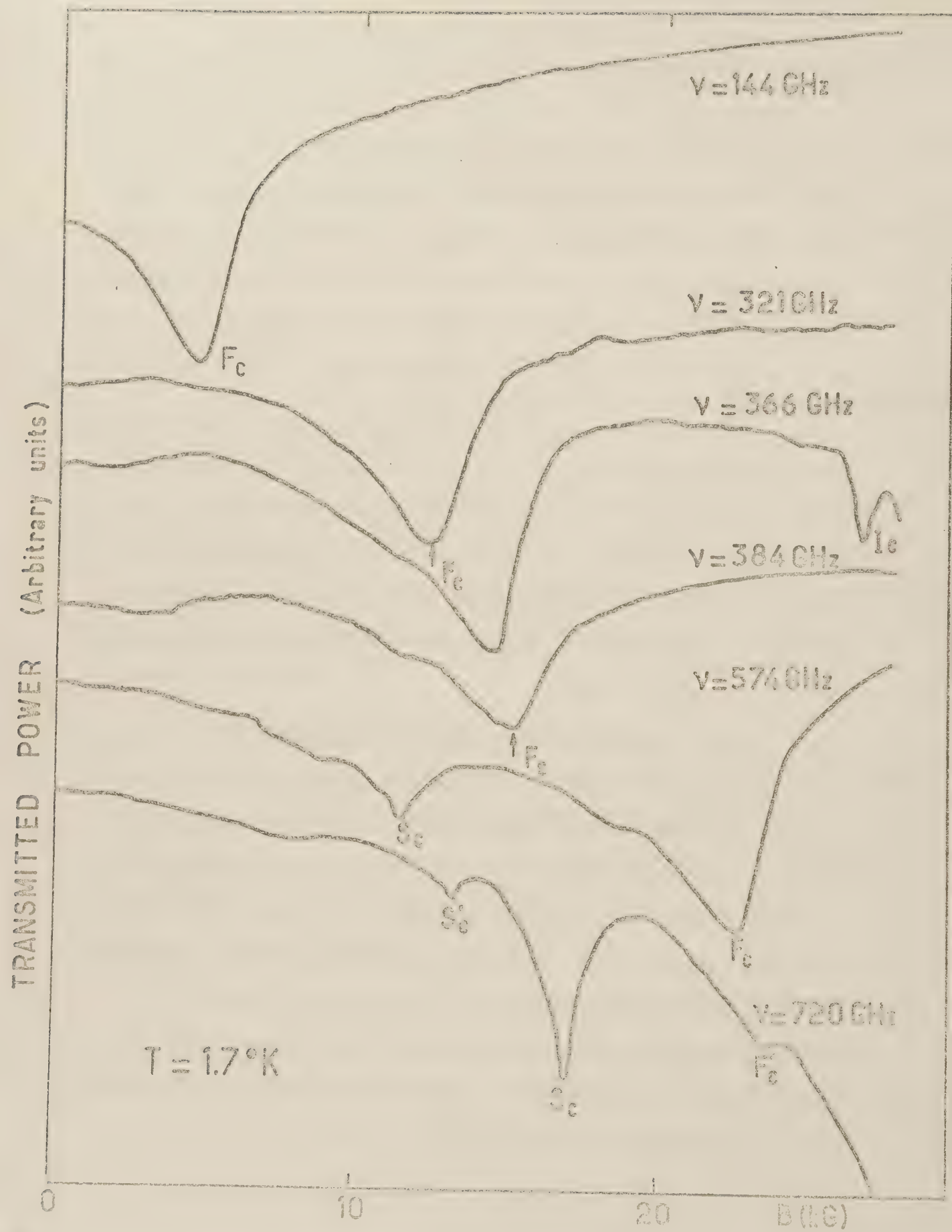


Fig.-16 Enregistrements à diverses fréquences $\vec{B}$ // Axe c

En résumé : les raies S et I, qui disparaissent avec l'excitation thermique des porteurs sont liées à un niveau d'impureté. Les raies S sont dues aux transitions du niveau d'impureté fondamental aux niveaux de Landau supérieurs n = 1, n = 2, etc... Les raies I viennent des transitions atomiques entre niveaux d'une même impureté.

Pour étudier la structure des niveaux de Landau de la bande de valence nous limiterons d'abord la discussion aux seules raies qui correspondent à des transitions entre ces niveaux : les raies F et T.

B. TRANSITIONS ENTRE LES NIVEAUX DE LANDAU

$\vec{B}$ // axe c

Dans la géométrie de Voigt, le vecteur d'onde $\vec{k}$ du photon est perpendiculaire à $\vec{B}$. Pour qu'on observe une absorption, il faut que le champ électrique de l'onde soit dans le plan des orbites des porteurs, c'est-à-dire que l'onde soit polarisée perpendiculairement à $\vec{B}$.

Même dans ce cas, on n'observe pas la résonance cyclotron pure. En effet, l'onde électromagnétique excite des plasmons, ondes longitudinales qui peuvent se coupler au mouvement orbital des porteurs. Lorsque l'échantillon ne comporte qu'un seul type de porteur, Iwasa et al[37] ont montré qu'on observe une absorption maximum à la fréquence $\omega = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$ où $\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\varepsilon\, m^*}\right)^{1/2}$ est la fréquence de plasma. Ici, pour $N \sim 10^{13}cm^{-3}$, il vient $\omega_p \sim 50$ GHz. Comme on travaille essentiellement à des fréquences $\omega > 300$ GHz, la valeur du champ $\vec{B}$ à la résonance observée diffère peu de celle correspondant à la résonance cyclotron, et varie à peu près linéairement avec la fréquence de travail, comme on peut le voir sur la figure 17. On en déduit une masse cyclotron dans cette direction :

$$m_{//} = (0,108 \pm 0,001)m_o$$

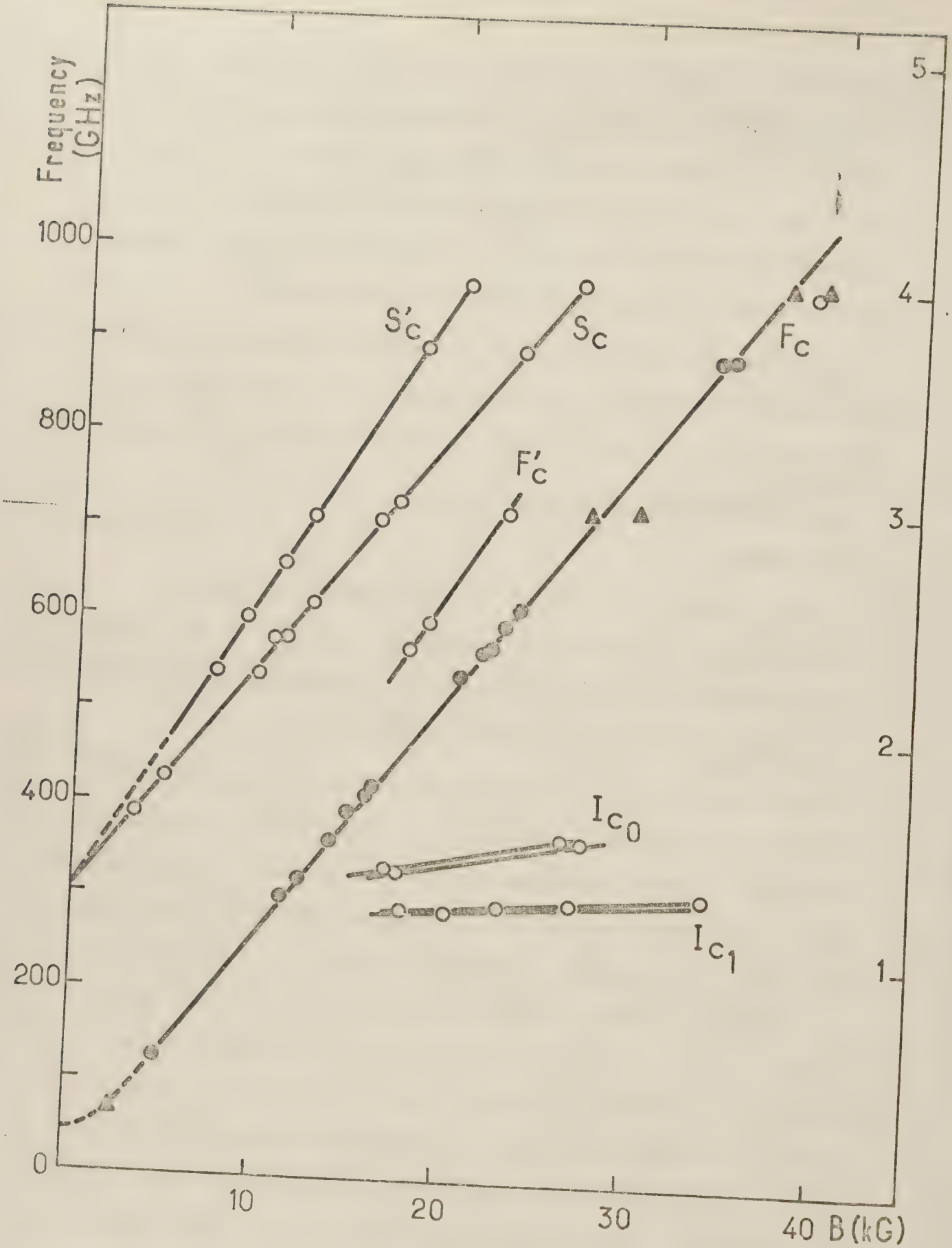


Fig_17 Position des raies observées dans la direction $\vec{B}$ // Axe c

Quand on chauffe l'échantillon, la raie de résonance s'élargit, mais il n'apparaît pas d'autre maximum.

Notons que, dans cette direction, l'absorption par l'échantillon est très grande à la résonance. On observe, même dans la geométrie de Faraday, des absorptions de plus de 50% de la puissance transmise en dehors de la résonance. Ceci n'est pas expliqué ; en effet, les orbites électroniques sont ici circulaires, et seule l'une des deux polarisations circulaires composant l'onde polarisée linéairement devrait être absorbée.

La raie F_c' qui flanque F_c (fig.17) n'a pas été observée sur tous les échantillons ; elle peut être due à des effets de contrainte, modifiant localement la courbure de la bande de valence.

Enfin, il faut remarquer que la largeur absolue ΔB de la raie de résonance va en augmentant avec la fréquence de travail : pour un même échantillon :

$\Delta B \sim 3$ kG à 134 GHz

$\Delta B \sim 5$ kG à 450 GHz

$\Delta B \sim 8$ kG à 581 GHz

Ce phénomène n'est observé que dans cette direction cristallographique. Nous le discuterons dans la partie(V.A)en même temps que l'anisotropie du temps de relaxation.

$\vec{B} \perp$ axe trigonal c

Les résultats que nous allons maintenant décrire ont été obtenus dans une configuration de Faraday où $\vec{B}$ est parallèle à l'axe bissecteur. D'autres expériences ont été faites dans la géométrie de Voigt avec $\vec{B}$ parallèle à l'axe binaire. Nous n'avons pas observé de différence sensible entre les spectres obtenus, qui semblent se retrouver pour toute direction perpendiculaire à l'axe c.

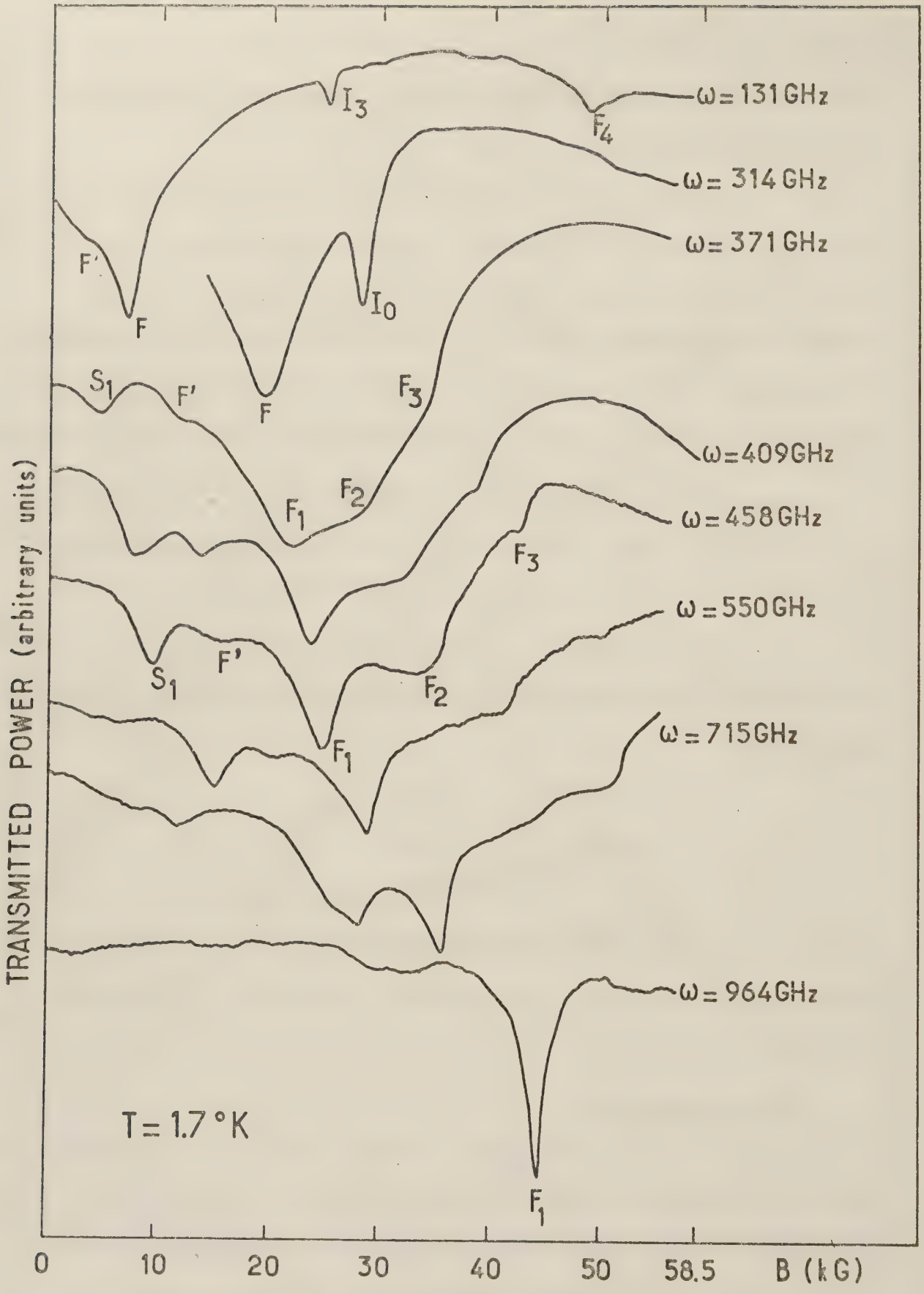
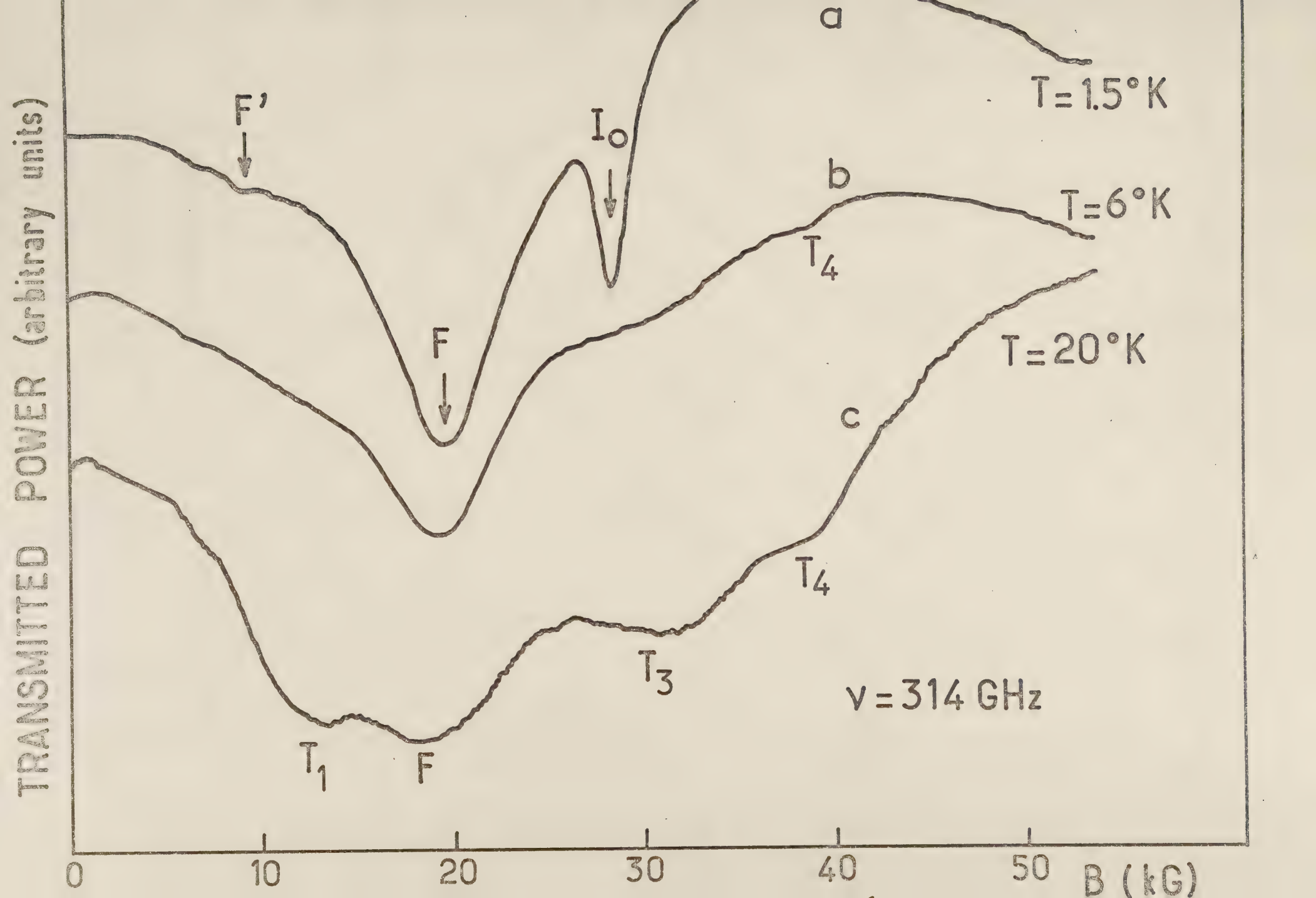


Fig. 18 Courbes expérimentales à diverses fréquences $\vec{B}$ // Axe bissecteur


TRANSMITTED POWER (arbitrary units)
a
T = 1.5°K
F'
I_o
b
T = 6°K
T_4
F
T = 20°K
c
T_4
T_3
ν = 314 GHz
T_1
F
0
10
20
30
40
50
B (kG)

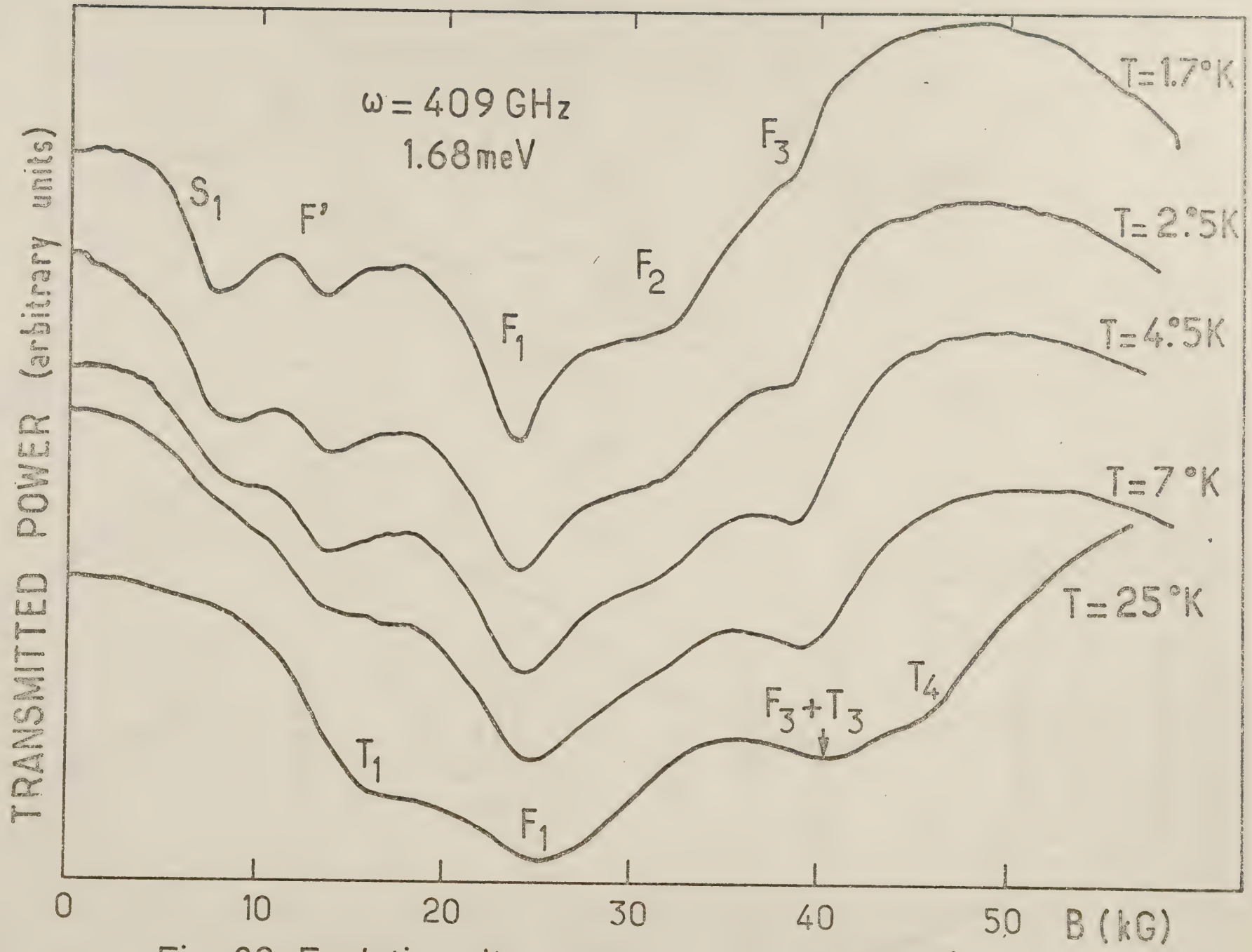


Fig. 20 Evolution d'un spectre avec la température

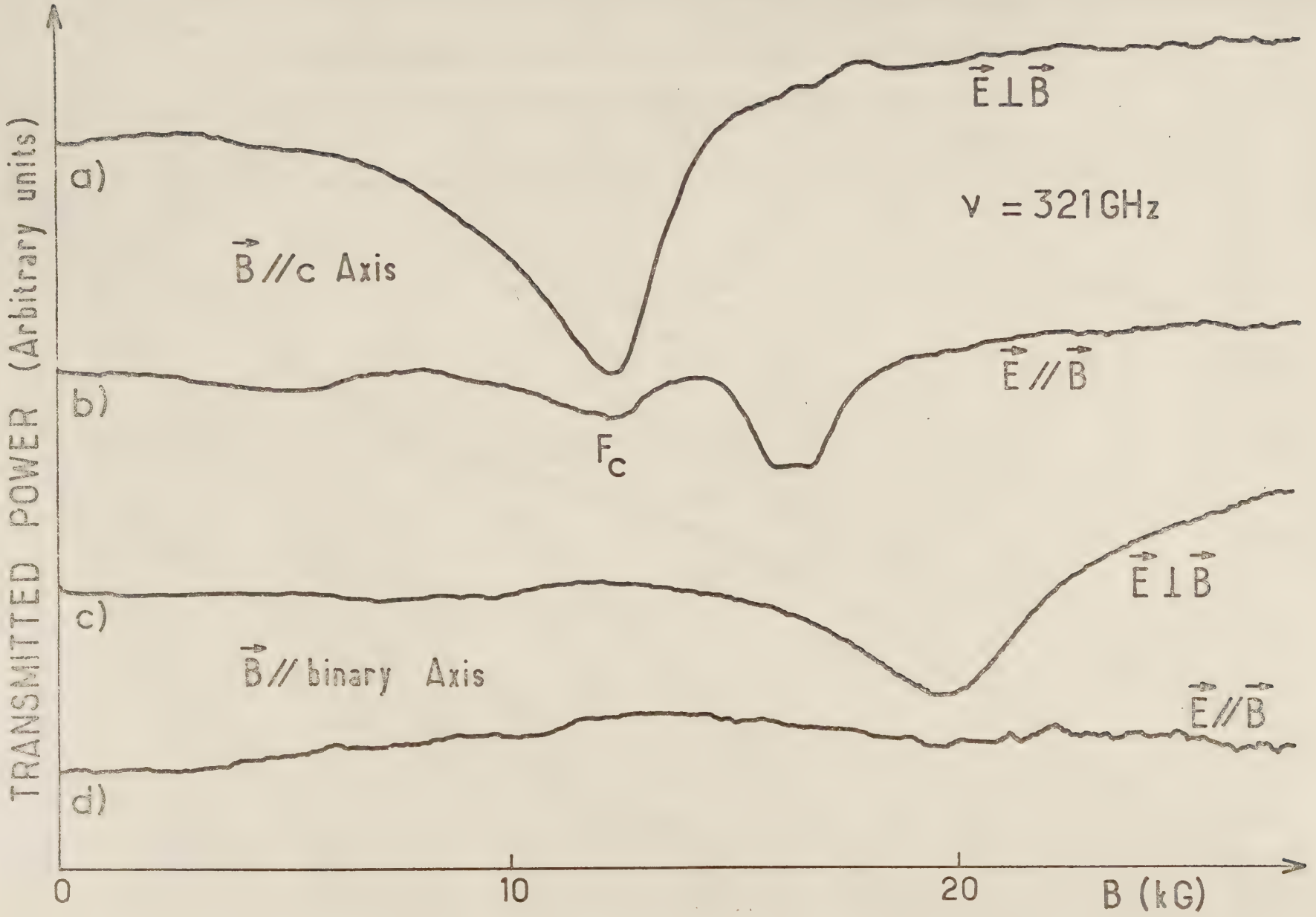


Fig_21 Influence de la polarisation de l'onde

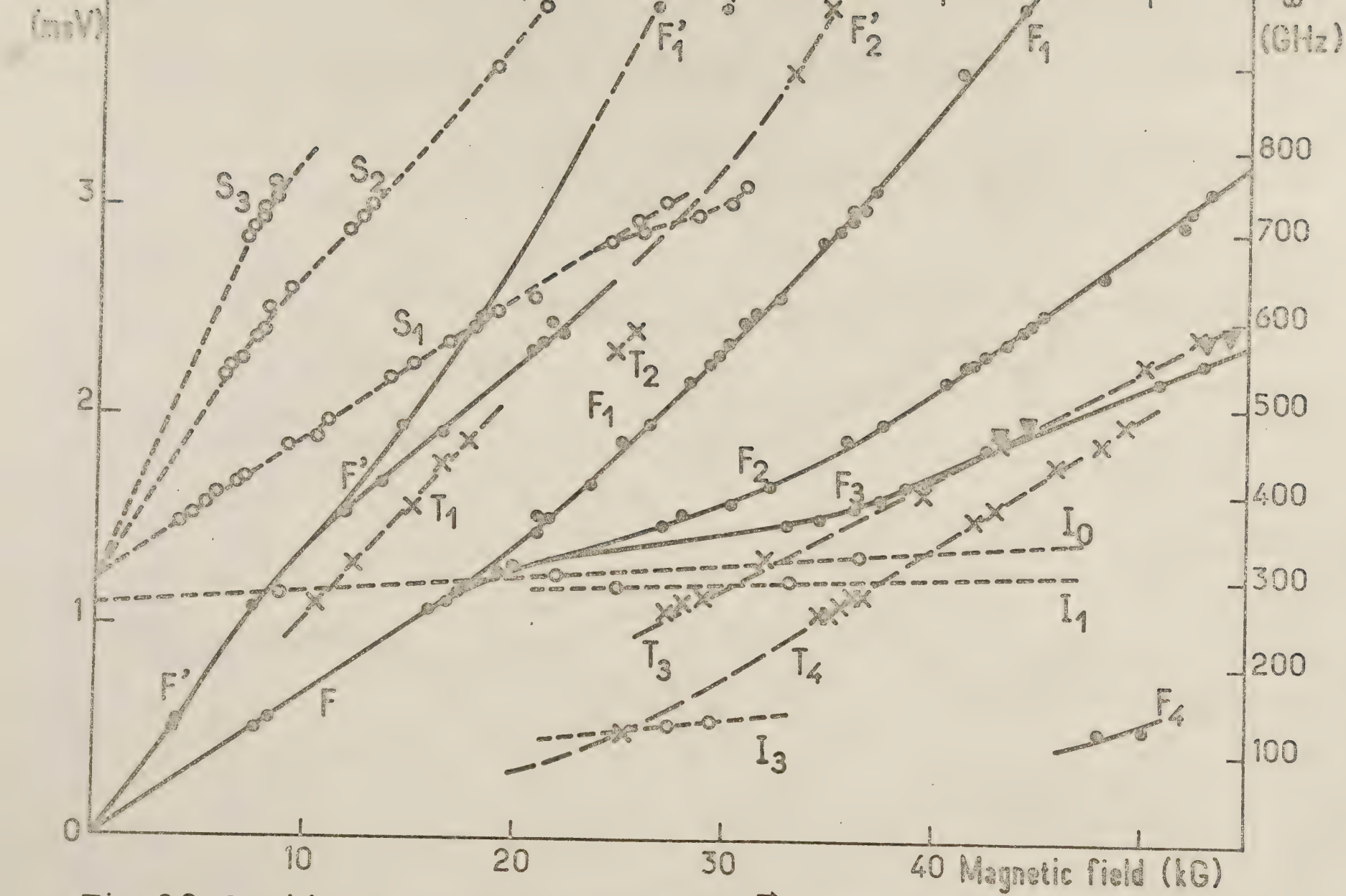


Fig_22 Position des raies observées $\vec{B}$ // Axe bissecteur

- • Absorption observées à toutes températures
- ° " " " à T < 2°K seulement
- × " " " à T > 6°K "

La figure 18 montre l'évolution du spectre d'absorption en fonction de la fréquence et permet de suivre plus aisément les descriptions suivantes. A basse fréquence ($\omega \sim 131$ GHz), la raie de résonance cyclotron F est intense et sa largeur absolue est $\Delta B \sim 2000$ G . Elle est flanquée d'une raie secondaire F'. Une autre absorption F_4 apparaît à haut champ.

Quand on augmente la fréquence de travail, la raie F s'élargit d'abord (à 315 GHz $\Delta B \sim 3500$ G), puis à plus haute fréquence ($\omega \sim 376$ GHz), elle se divise en trois absorptions distinctes F_1, F_2, F_3. A basse température, F_2 et F_3 sont toutes deux de faible intensité. Lorsque la température est augmentée jusqu'à $4^\circ K$, la raie F_3 devient d'une intensité comparable à F_1 (fig.20).

On se souvient qu'aussi bien le modèle semi-classique que le traitement quantique ont laissé prévoir que chaque niveau de Landau se séparerait en deux niveaux quand son énergie serait de l'ordre de grandeur de Δ. Lorsqu'on augmente le champ magnétique, les niveaux $n = 2$, puis $n = 1$, enfin $n = 0$ se diviseront successivement en des niveaux 2^+ et 2^-, 1^+ et 1^- et 0^+ et 0^-.

Tentons, en fixant arbitrairement comme origine des énergies le niveau le plus bas, (0^+), de déduire des transitions observées la position relative des autres niveaux. Le résultat de cette analyse est porté sur la figure 23.

A basse fréquence, l'absorption F correspond à la transition du niveau dégénéré $n = 0^\pm$ vers le niveau dégénéré $n = 1^\pm$. Quand le champ magnétique croît, le niveau $n = 1^\pm$, puis le niveau $n = 0^\pm$, se séparent

respectivement en 1^+ et 1^- et en 0^+ et 0^-. On verra plus loin que les règles de sélection favorisent les transitions avec changement de parité, telles que $0^+ \to 1^-$ ou $0^- \to 1^+$.

Comme à basse température le niveau le plus bas 0^+ est le plus peuplé, la raie la plus intense F_1 doit être attribuée à la transition $0^+ \to 1^-$. La raie F_2 est plus faible mais change peu avec la température ; elle peut être attribuée à la transition interdite $0^+ \to 1^+$. On construit ainsi point par point, sur la figure 23, les niveaux 1^+ et 1^- à partir des positions observées de F, F_1 et F_2 à toutes les fréquences de travail.

L'autre transition permise, $0^- \to 1^+$, doit conduire à un pic d'absorption plus faible car le niveau 0^- est moins peuplé. Cependant comme la séparation en énergie entre 0^+ et 0^- est faible, l'intensité de la raie doit augmenter rapidement avec la température ; c'est exactement le comportement de la raie F_3. A partir du niveau 1^+ déjà construit, on peut reconstituer l'évolution du niveau 0^-.

La raie F_4, qui est observée à haut champ magnétique et à basse énergie, peut être interprétée comme la transition $0^+ \to 0^-$. Sa position est en bon accord avec les positions relatives de 0^+ et 0^- qu'on vient de trouver en utilisant l'intermédiaire du niveau 1^+ et de la raie F_3.

Enfin la raie F', qui flanque la raie F comme un harmonique, correspond effectivement à la transition $n=0 \to n=2$; elle se sépare en deux avec la fourche de $n=2^{\pm}$ en $F_1'(0^+ \to 2^-)$ et $F_2'(0^- \to 2^+)$.

On a ainsi constitué (fig.23) un dessin cohérent des niveaux 0^-, 1^+, 1^- et, partiellement, 2^+ et 2^-. Tentons maintenant de confirmer ce schéma à l'aide des absorptions supplémentaires observées lorsqu'on élève la température de l'échantillon.

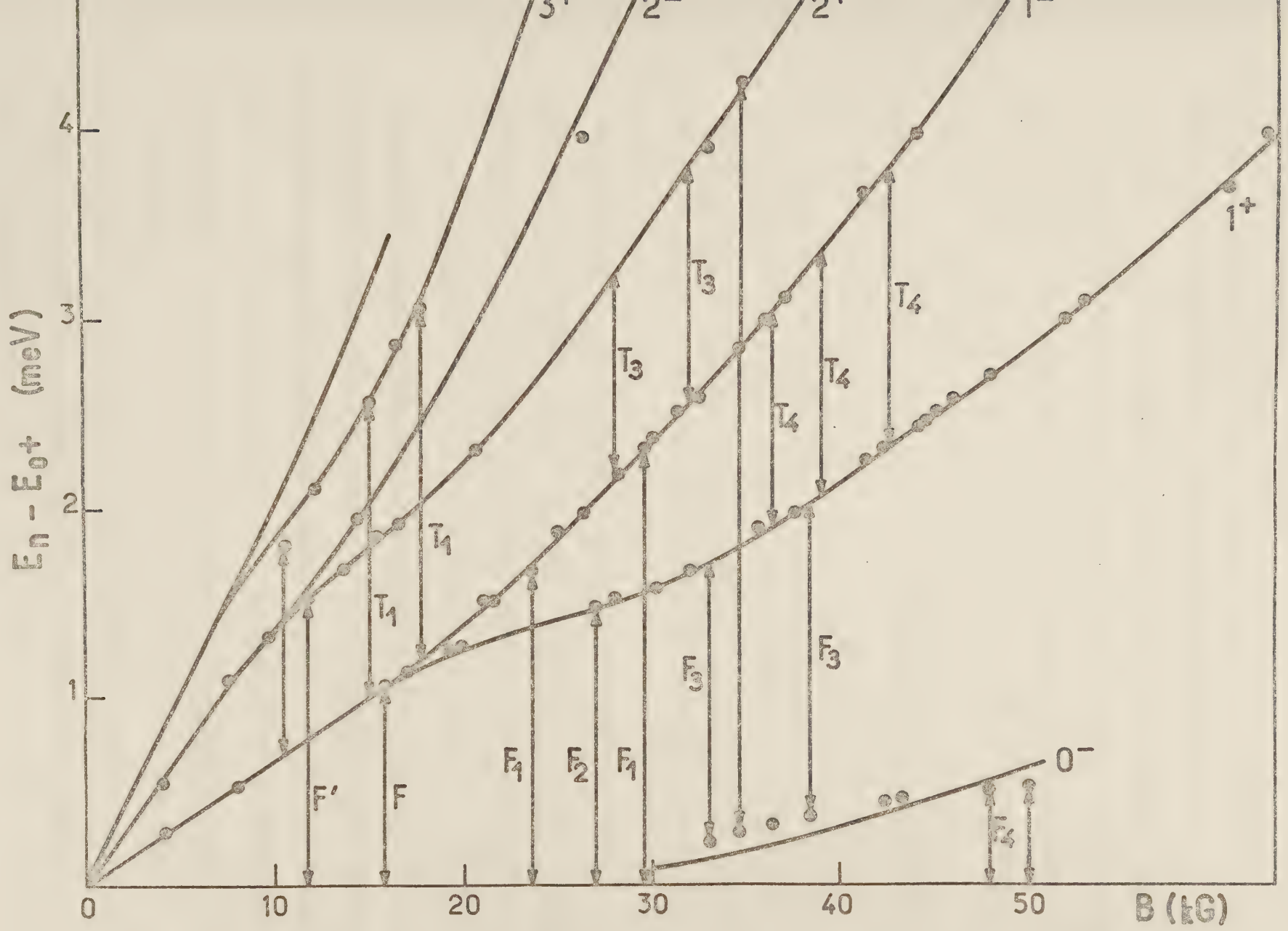


Fig_23 Déduction expérimentale des niveaux de Landau supérieurs en prenant le niveau 0^+ comme origine des énergies

Transitions T

A bas champ magnétique, (B $\approx$ 20 kG), une température de 10°K fait apparaître des trous dans les niveaux $1^{\pm}$, permettant de nouvelles transitions à partir de ces états. La transition $1^{+} \rightarrow 2^{+}$ se confond avec la raie F, la transition $1 \rightarrow 3^{+}$ correspond à la transition faible T_1 (la transition $1 \rightarrow 3^{-}$ est masquée par $0^{+} \rightarrow 2^{-}$).

A plus haut champ magnétique (B > 30 kG), l'excitation thermique à des températures supérieures à 25°K peuple successivement les niveaux 1^{+} puis 1^{-}, et les transitions $1^{+} \rightarrow 1^{-}$ et $1^{-} \rightarrow 2^{+}$ deviennent possibles. La première correspond à la raie d'absorption T_4, dont la position confirme le tracé des niveaux 1^{+} et 1^{-} obtenu précédemment. La raie T_3 ($1^{-} \rightarrow 2^{+}$) permet de préciser et de prolonger le graphe relatif au niveau 2^{+} déjà impliqué dans les raies F_2' .

Nous obtenons ainsi un schéma très complet de l'évolution des trois premiers niveaux de Landau en fonction du champ magnétique, et observons directement la levée de leurs dégénérescences ; $n = 2^{\pm}$ à un champ magnétique B $\sim$ 11 kG , $n = 1^{\pm}$ à B $\sim$ 15 kG et $n = 0^{\pm}$ à B $\sim$ 23 kG.

Nous verrons dans la partie V qu'on peut déterminer l'énergie des niveaux de Landau par un calcul quantique, et qu'en ajustant les niveaux de Landau calculés aux niveaux observés on obtient une bonne détermination des paramètres de la bande.

C. RAIES D'IMPURETE

Raies S

Dans les deux directions $\vec{B}$//axe c et $\vec{B} \perp$ axe c, les raies d'absorption S_c et S_1, sont observées, pour un champ magnétique donné, à une énergie de transition égale à celle de la résonance cyclotron fondamentale (F_c ou F)

augmentée de 1,24 meV. On l'attribuera donc à des transitions vers le niveau n=1 à partir d'un niveau d'impureté situé sous le niveau n=0 et d'énergie d'ionisation E_o = 1,24 meV. (fig.25).

De la même manière il apparaît dans le diagramme $\omega(B)$ une raie d'absorption S_2 parallèle à F' et plus faible. Elle sera attribuée à une transition partant du même niveau d'impureté vers le niveau n=2 (et plus précisément, quand le champ magnétique lève la dégénérescence vers 2^+).

La raie S_3 correspond à la transition du niveau d'impureté vers le niveau n=3.

Nous verrons plus loin (partie V.B), que l'existence de ce niveau d'impureté a été confirmée par les résultats de magnétoabsorption infrarouge, et qu'un calcul de l'énergie d'ionisation dans l'approximation de la mass effective a donné un résultat théorique en bon accord avec le résultat expérimental.

Pour tenter d'identifier la nature des accepteurs restant dans les échantillons les plus purs, nous avons effectué des expériences sur des échantillons dopés volontairement ($p \sim 10^{14} cm^{-3}$) avec du bismuth ou avec de l'antimoine. Dans les deux cas, l'intensité des raies S est beaucoup plus forte qu'avec les échantillons purs, ce qui est une confirmation supplémentaire de notre interprétation. Les positions des raies observées dans l'échantillon dopé au bismuth sont identiques à celles des échantillons purs. Dans l'échantillon dopé avec de l'antimoine, toutes les raies sont translatées, et s'extrapolent à champ magnétique nul vers une énergie d'ionisation de 1,16 meV. Cette faible modulation de l'énergie des niveaux d'impuretés, suivant l'espèce chimique des atomes hôtes du cristal, est tout à fait compatible avec ce qu'on pourrait attendre, par exemple, d'une

correction de cellule centrale appliquée comme perturbation à un Hamiltonien de masse effective. Ceci suggère que le bismuth pourrait être l'impureté rémanente des échantillons les plus purs.

Raies I

Les raies I ont, dans les diagrammes $\omega(B)$ (fig.17 et 22), une position presque indépendante du champ magnétique. Les raies I_{c_o} et I_o correspondent à la même transition, mais observée pour deux directions différentes du champ magnétique ; cette particularité est apparue clairement lors d'expériences effectuées, sur un même échantillon, pour des orientations continûment variables du champ magnétique par rapport aux axes cristallographiques (cf. Chap.VI) ; elle se retrouve pour les raies I_1 et I_{c1} .

La position de ces quatre raies s'extrapole, à champ nul, vers une énergie de transition E = 1,1 meV. La raie I_3 s'extrapole à E = 0,22 meV. Notons que les raies I_o et I_1 ainsi que I_{c_o} et I_{c_1} obeissent à la même règle de sélection : elles n'apparaissent, quelle que soit la direction de $\vec{B}$, que si le champ électrique de l'onde est parallèle à l'axe c.(fig.21).

Ces raies ne sauraient être attribuées à des transitions d'un niveau d'impureté vers un niveau de Landau, puisque dans ce cas, elles auraient la même largeur que les raies S et F imposée par la définition des niveaux de Landau : leur finesse est beaucoup plus suggestive d'une transition entre niveaux atomiques liés.

Nous les attribuons donc à des transitions entre niveaux d'énergie d'une même impureté : par exemple, la raie I_3 provient d'une transition du niveau fondamental, situé à 1,24 meV de la bande de valence vers un niveau excité situé à 1,02 meV de cette bande ; les raies I_o, I_{co}, I_1 et I_c

sont liées à des transitions vers un niveau situé à 0,14 meV de cette même bande. Toutefois il est impossible, dans nos conditions expérimentales, de faire la spectrographie complète des niveaux d'impuretés. Il faudrait pour cela couvrir de façon continue le domaine de fréquence de 0 à 400 GHz, de manière à observer à coup sûr toutes les transitions existantes.

Chapitre V

INTERPRETATION ET DISCUSSION

Dans ce chapitre nous discuterons les résultats expérimentaux : dans les deux premières sections ceux qui concernent les niveaux de Landau pour $\vec{B}//c$ et $\vec{B}\perp c$ respectivement, dans la troisième ceux qui sont liés à l'existence de niveaux d'impureté.

Dans chacune des deux premières sections nous rappellerons d'abord le calcul quantique des niveaux de Landau développés par O. Betbeder-Matibet et M. Hulin[34] et les règles de sélection qu'ils prévoient. Nous le comparerons aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus en ce qui concerne la position des raies, leur intensité et leur largeur. Enfin nous comparerons nos résultats avec ceux d'autres groupes.

A. NIVEAUX DE LANDAU LORSQUE $\vec{B}$ EST PARALLELE A L'AXE C

a) Calcul des niveaux de Landau

L'équation de dispersion au voisinage du haut de la bande de valence

$$E(\vec{k}) = -\alpha(k_z^2+\zeta^2) - \beta k_\perp^2 \pm \sqrt{A^2+4\alpha^2\zeta^2k_z^2} \qquad (1)$$

présente une dépendance quadratique de l'énergie en $k_\perp$. Il en résulte une quantification de Landau "normale": l'énergie des niveaux de Landau est fonction

de k_z et de la forme :

$$E_n(k_z) = -\alpha(k_z^2+\zeta^2) + \sqrt{A^2+4\alpha^2\zeta^2k_z^2} - (n+\frac{1}{2})\hbar\omega_{c_{//}}$$

où

$$\hbar\omega_{c_{//}} = \frac{2\beta\, eB}{\hbar}$$

Les niveaux sont équidistants et leur distance est $h\omega_{c_{//}}$. On peut définir une masse cyclotron :

$$m_{c_{//}} = \frac{\hbar^2}{2\beta} \qquad (2)$$

Expérimentalement on trouve :

$$m_{c_{//}} = (0,108 \pm 0,001)m_o$$

qui correspond à

$$\beta = \frac{\hbar^2}{2m_{//}} = 4,63\ \frac{\hbar^2}{m_o}$$

b) Règles de sélection

L'énergie ayant ici une dépendance quadratique en $k_\perp$ conduisant à une quantification en niveaux de Landau équidistants, on peut appliquer les résultats concernant les probabilités de transition développés dans la partie II.C. Les seules transitions permises sont celles où $\Delta n = 1$. A basse températ seul le niveau $n = 0$ est peuplé . L'absorption observée correspond alors au passage des porteurs du niveau $n = 0$ au niveau $n = 1$.

Dans cette direction on n'observe pas les absorptions harmonique qui correspondraient au "warping" ternaire parfois proposé.

c) Largeur de raie et discussion

On se souvient d'avoir observé dans cette direction, un élargissement des raies de résonance avec la fréquence. Les expériences que nous décrirons dans le partie VI, où nous avons étudié l'anisotropie de la résonance cyclotron, nous ont permis d'étudier également l'anisotropie de la largeur des raies à diverses fréquences sur un même échantillon (voir plus loin, figure 24). Nous trouvons, comme Picard[15], que les raies dans la direction $\vec{B}//$axe c sont toujours plus larges que dans la direction $\vec{B} \perp$ axe c. Mais le rapport des largeurs dans les deux directions croît avec la fréquence de travail :

à 134 GHz nous trouvons : $\dfrac{\Delta B_{\vec{B}//c}}{\Delta B_{\vec{B} \perp c}} \sim 1,2$

vers 300 GHz : $\dfrac{\Delta B_{\vec{B}//c}}{\Delta B_{\vec{B} \perp c}} \sim 1,5$

enfin à 581 GHz : $\dfrac{\Delta B_{\vec{B}//c}}{\Delta B_{\vec{B} \perp c}} \sim 2,5$

Cette variation du rapport des largeurs avec la fréquence est uniquement due à l'élargissement de la raie dans la direction $\vec{B}//c$, en effet, dans la direction $B \perp c$, la largeur absolue de la résonance est à peu près indépendante de la fréquence.

Il est possible que deux effets coexistent :

- L'anisotropie du temps de relaxation proposée par Picard serait responsable des résultats à basse fréquence ; on aurait alors :

$$\frac{\Delta B_{\vec{B}//c}}{\Delta B_{\vec{B} \perp c}} = \frac{\omega \tau_{\vec{B} \perp c}}{\omega \tau_{\vec{B}//c}} = 1,2$$

ce qui donnerait un ordre de grandeur de l'anisotropie du temps de relaxation et le rapport des composantes τ_3 et τ_1 du tenseur $\vec{\tau}$

$$\frac{\tau_3}{\tau_1} \sim 1,5$$

inférieur aux prédictions de Dubinskaya et Farbshtein[12]. (Nous devons toutefois nous souvenir que ces auteurs traitaient des temps de relaxation dans le cadre des phénomènes de transport, et pour des champs magnétiques plus faibles que ceux qui interviennent même à basse fréquence en résonance cyclotron).

- Un effet de dépendance de la masse effective avec k_z contribuerait à l'élargissement des raies proportionnellement au champ magnétique.

On peut rapprocher notre observation sur la largeur des raies dans la direction $\vec{B}$//axe c des résultats expérimentaux de Yoshizaki et al[50]. Travaillant à beaucoup plus haute fréquence (2000 GHz), ces auteurs observent un dédoublement de la raie F_c qu'ils attribuent à l'existence de termes d'ordre supérieurs en k dans l'expression de l'énergie $E(\vec{k})$. La masse cyclotron serait alors fonction de k_z et les deux raies correspondraient aux deux masses extremales $m_c = 0,106\ m_o$ à $|k_z| = k_{z_o}$ et $m_c = 0,100\ m_o$ à $k_z = 0$. Cette interprétation a été critiquée récemment par Dreybrodt et al[51] qui montrent que, si l'on prend un temps de relaxation fini, la densité d'état pour $k_z = 0$ n'est pas suffisante pour conduire à une raie d'absorption résolue. Cependant un tel effet négligé dans le modèle théorique que nous avons décrit, pourrait rendre compte de l'élargissement observé.

B. NIVEAUX DE LANDAU LORSQUE $\vec{B}$ EST PERPENDICULAIRE A L'AXE C

a) Calcul des niveaux de Landau et détermination des paramètres de la bande

1. Méthode

Le champ magnétique est parallèle à l'axe Oy. La quantification de Landau est obtenue en transformant k_x et k_z en variable conjuguées.

Posons ainsi :

$$k_z = \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{1/4}\left(\frac{eB}{\hbar}\right)^{1/2} X \qquad k_x = i\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/4}\left(\frac{eB}{\hbar}\right)^{1/2} \frac{d}{dX} \qquad (3)$$

l'équation séculaire initiale

$$\begin{vmatrix} -\alpha(k_z-\zeta)^2 - \beta k_\perp^2 - E & A \\ A & -\alpha(k_z+\zeta)^2 - \beta k_\perp^2 - E \end{vmatrix} = 0 \qquad (4)$$

devient

$$\begin{vmatrix} -(X-\xi)^2 + \frac{d^2}{dX^2} - \varepsilon & \overline{A} \\ \overline{A} & -(X+\xi)^2 + \frac{d^2}{dX^2} - \varepsilon \end{vmatrix} = 0 \qquad (5)$$

avec

$$\left.\begin{aligned} \overline{A} &= \frac{A}{E_o} & \xi &= \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/4}\left(\frac{eB}{\hbar}\right)^{-1/2}\zeta \\ \varepsilon &= \frac{E+\beta k_z^2}{E_o} & E_o &= (\alpha\beta)^{1/2}\frac{eB}{\hbar} \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Nous obtenons ainsi un système de deux équations couplées qui décrivent la quantification des niveaux associés aux deux bandes $\overline{M}_1$ et $\overline{M}_1'$.
O. Betbeder Matibet et M. Hulin ont montré que, si l'on s'intéresse uniquement aux niveaux de Landau de la bande supérieure, il suffit de faire la translation (3) directement dans l'équation (1) de la bande $\overline{M}_1$:

$$E = -\alpha(k_z^2+\zeta^2) - \beta k_\perp^2 + \sqrt{A^2+4\alpha^2\zeta^2 k_z^2}$$

Le changement de variables (6) donne alors :

$$\left(\frac{d^2}{dX^2} - (X^2+\xi^2) + \sqrt{\overline{A}^2+4\xi^2X^2}\right)\psi = \psi \qquad (7)$$

qui est l'équation de Schrodinger du mouvement à une dimension d'une particule dans un potentiel .

$$V(X) = X^2 + \xi^2 - \sqrt{\overline{A}^2+4\xi^2 X^2} \qquad (8)$$

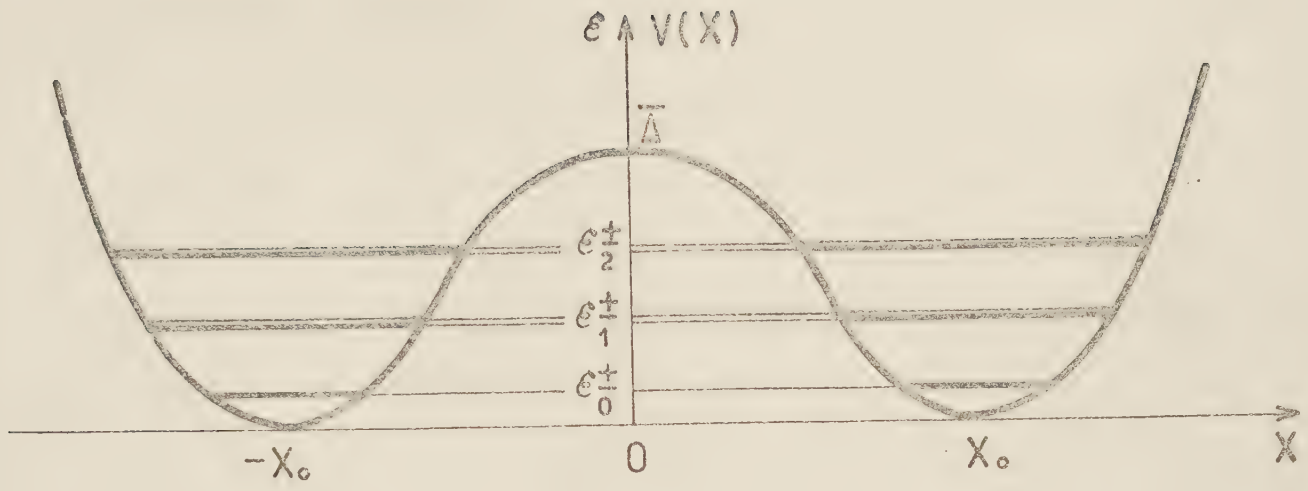
Ce potentiel présente une forme en dos de chameau avec deux minima situés à :

$$X = \pm X_o = \pm \xi (1-q^2)^{1/2}$$

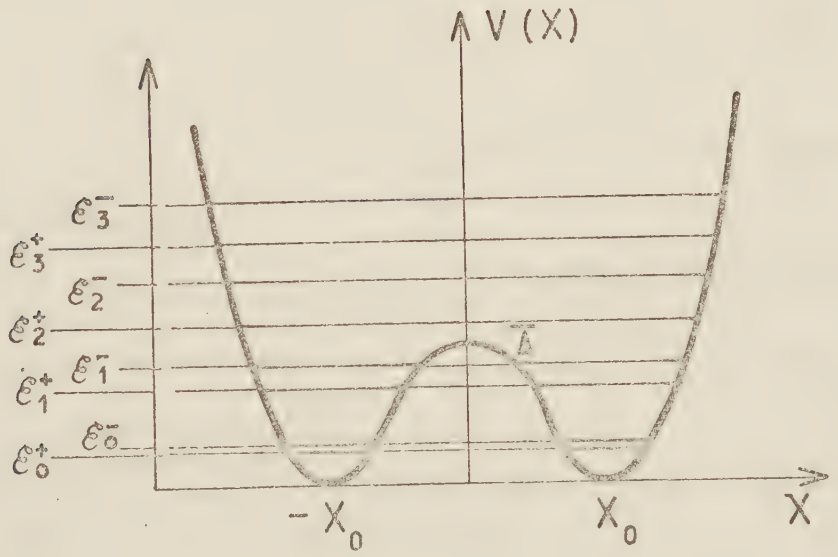
avec

$$q = \frac{A}{2\alpha\zeta^2} = \frac{\overline{A}}{2\xi^2}$$

séparés par un maximum de hauteur $\overline{\Delta} = \xi^2(1-q)^2$.
La forme du potentiel dépend évidemment du champ magnétique (fig.24).
A bas champ, X_o est grand ; les deux vallées sont éloignées et séparées par une barrière de potentiel élevée (fig.24a).



a) Niveaux de Landau à bas champ magnétique



b) Niveaux de Landau à haut champ magnétique

Fig. 24

Quand le champ magnétique croît, la distance des deux vallées diminue, ainsi que la hauteur $\overline{\Delta}$ de la barrière qui les sépare (fig.24b).

Comme V(X) est pair , les fonctions d'onde totales doivent être soit paires, soit impaires. Désignons par $\Phi_n(X \pm X_o)$ les fonctions d'oscillateur harmonique dans chaque puits de potentiel centré en X_o ou en $- X_o$; leurs combinaisons paires et impaires :

$$\psi_n^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_n(X+X_o) \pm \phi_n(X-X_o) \right) \qquad (9)$$

qui sont représentées sur la figure 9, constituent alors des fonctions d'onde approchées.

2. Bas champ magnétique

Lorsque l'énergie des niveaux de Landau est faible (c'est-à-dire petite par rapport à la hauteur de la barrière $\overline{\Delta}$) le potentiel V(X) est, au voisinage de $X = \pm X_o$, à peu près harmonique :

$$V(X) \approx - q^2\xi^2 + (1-q^2)(X \pm X_o)^2 \qquad (10)$$

L'énergie des fonctions Φ_n est alors :

$$\varepsilon_n \approx (1-q^2)^{1/2} (2n+1)$$

Les deux fonctions $\phi_n(X+X_o)$ et $\phi_n(X-X_o)$ ne se recouvreront pas et les fonctions d'ondes paires ψ_n^+ et impaires ψ_n^- auront pratiquement la même énergie $\varepsilon_n^{\pm} \approx \varepsilon_n$. Deux niveaux successifs sont séparés par l'énergie :

$$\Delta\varepsilon = 2(1 - q^2)^{1/2}$$

Tenant compte du changement de variable (6), nous en tirons l'écart en énergie de deux niveaux de Landau successifs :

$$\Delta E = \hbar\omega_c = E_o \Delta\varepsilon = \frac{2eB}{\hbar} \left[\alpha\beta\,(1-q^2)\right]^{1/2} \qquad (12)$$

On aura donc, à bas champ, des niveaux de Landau "normaux" c'est-à-dire équidistants et d'énergie croissant linéairement avec B, correspondant à une masse cyclotron :

$$m_c(\vec{B} \perp c) = \hbar^2 \left[4\alpha\beta\,(1-q^2)\right]^{-1/2} \qquad (13)$$

Si l'on se souvient que pour une surface isoénergétique ellipsoïdale de révolution autour de l'axe c, cette masse vaut :

$$m_c(\vec{B} \perp c) = (m_{//} m_{\perp})^{1/2} \qquad \text{où} \qquad m_{//} = \frac{h^2}{2\beta}$$

on obtient alors :

$$m_{\perp} = \frac{\hbar^2}{2\alpha(1-q^2)} \qquad (14)$$

Expérimentalement

Picard avait trouvé $m_{\perp} = (0{,}264 \pm 0{,}01)m_o$ en travaillant à des fréquences de l'ordre de 320 GHz : la résonance apparaissant alors pour un champ magnétique de l'ordre de 19 kG. Dans ce domaine, les effets de non parabolicité dûs au point col sont déjà sensibles, et la masse mesurée est supérieure à la masse m en bas de bande. A notre plus basse fréquence de travail (ν = 134 GHz) nous trouvons $m_c(\vec{B} \perp c) = 0{,}165 m_o$ correspondant à $m_{\perp} = (0{,}250 \pm 0{,}03)m_o$ valeur dont nous verrons qu'elle reste entachée d'erreur pour la même raison.

3. Champ magnétique élevé

Lorsque le champ magnétique croît, la distance $2X_o$ des deux puits de potentiel diminue, ainsi que la hauteur $\overline{\Delta}$ de la barrière qui les sépare. Lorsque l'énergie ε_n d'un niveau devient de l'ordre de grandeur de Δ, on ne plus traiter les deux puits de potentiel séparément : les fonctions d'onde des particules centrées dans ces deux puits se recouvrent (fig.9). Leurs combinaisons, paire ou impaire, sont associées à des énergies différentes ε_n^+ et ε_n^-. (Lors de cette levée de dégénérescence le niveau impair ε_n^- prend une énergie supérieure à celle du niveau pair ε_n^+ : il correspond en effet à une fonction d'onde qui compte un noeud de plus que celle de ce dernier). Ainsi, quand on augmente le champ magnétique, les niveaux $\varepsilon_n^\pm$ initialement dégénérés se séparent, d'où un aspect "fourchu" caractéristique des courbes $\varepsilon_n^\pm(B)$. La "fourche" apparaîtra lorsque l'énergie $\varepsilon_n^\pm$ sera de l'ordre de grandeur de $\overline{\Delta}$. Les niveaux de Landau $\varepsilon_n^\pm$ se divisent à champ magnétique d'autant plus élevé que leur nombre quantique est plus petit. Le phénomène affecte les niveaux $2^\pm$ avant $1^\pm$ et apparaît après seulement pour $0^\pm$. Ceci est conforme aux conclusions de l'analyse semi-classique présentée dans la partie II.3.

4. Détermination des valeurs des paramètres

Un calcul numérique permet de déterminer, en fonction du champ magnétique, l'énergie des niveaux de Landau, à partir de l'équation (7) et en fonction des valeurs prises par les quatre paramètres α, β, ζ et A : on définit d'abord l'ordre de grandeur de ces paramètres, puis on précise leurs valeurs par approximations successives pour avoir le meilleur accord possible entre les niveaux de Landau calculés et les résultats expérimentaux.

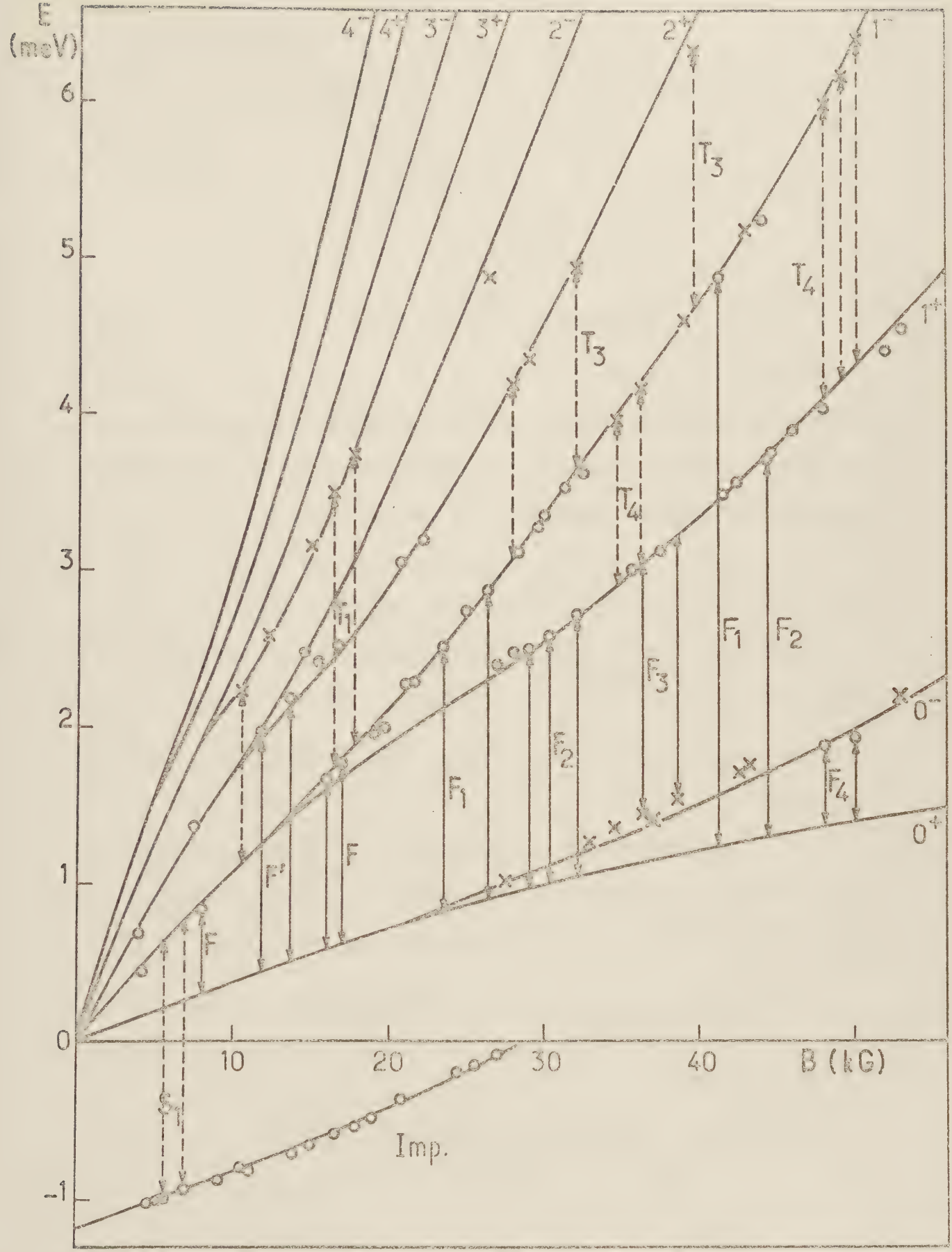


Fig_25 Schéma des niveaux de Landau pour $\vec{B}$ // Axe bissecteur. Les flèches indiquent les transitions observées

Le paramètre A traduit l'effet du couplage spin-orbite, responsable de la séparation des deux bandes $\bar{M}_1'$ et $\bar{M}_1$: la distance de ces deux bandes est 2A. Or la transition entre ces deux niveaux en $\vec{k} = 0$, correspond à l'absorption optique infrarouge observée à 11μ. On a donc immédiatement :

$$E(\bar{M}_1) - E(\bar{M}_1') = 2A = 126 \pm 3 \text{ meV}$$

valeur expérimentale qui cadre d'ailleurs très bien avec les évaluations théorique qu'on peut obtenir tant par la méthode LCAO que par recours au pseudo potentiel. La valeur de β est déduite de la masse effective mesurée lorsque $\vec{B}$ est parallèle à l'axe c.

$$m_{//} = \frac{\hbar^2}{2\beta} = 0{,}108\, m_o$$

$$\beta = 4{,}63\, \frac{\hbar^2}{m_o}$$

L'ordre de grandeur de α et de ζ seront déduits de la résolution de deux équations :

La première exprime, en fonction de ces deux paramètres, la masse effective observée à bas champ magnétique dans la direction perpendiculaire à l'axe trigonal :

$$m_\perp = \frac{\hbar^2}{2\alpha(1-q^2)}$$

soit

$$m_\perp = \frac{\hbar^2}{2\alpha\left[1-\left(\frac{A}{2\alpha\zeta^2}\right)^2\right]} \simeq (0{,}250 \pm 0{,}03)m_o \qquad (15)$$

D'autre part les résultats des expériences d'oscillation Shubnikov-de Haas donnent un ordre de grandeur de la distance $2k_{z_o}$ séparant les deux extrema de la bande de valence. Il vient :

$$k_{z_o}^2 = \zeta^2(1-q^2) = \zeta^2 \left[1 - \left(\frac{A}{2\alpha\zeta^2}\right)^2\right] = (1,9 \pm 0,4)\ 10^6 cm^{-1} \qquad (16)$$

De (15) et (16), nous tirons des valeurs approchées des paramètres α et ζ.

Partant de l'ensemble des valeurs ainsi définies de α, β, ζ et A, nous pouvons alors procéder à un premier calcul des énergies de Landau. L'aspect général des niveaux ainsi déterminés est satisfaisant, mais l'accord avec les résultats expérimentaux reste insuffisamment précis. En faisant varier légèrement les paramètres pour corriger les défauts observés nous améliorons, par approximations successives, l'accord avec les courbes expérimentales. Ces résultats optimaux sont obtenus pour les valeurs suivantes :

$A = 63$ meV

$\beta = 4,63 \frac{\hbar^2}{m_o}$ correspondant à $m_{//} = 0,108\ m_o$

$\alpha = 5,566 \frac{\hbar^2}{m_o}$ correspondant à $m_\perp = (0,220 \pm 0,005)\ m_o$

$t_o = \frac{2\alpha\zeta^2}{A} = 1,3$ correspondant à $\Delta = 2,18$ meV et à $\zeta = 3,11\ 10^6 cm^{-1}$ et $k_{z_o} = 1,98\ 10^6 cm^{-1}$.

Les niveaux de Landau calculés avec ces paramètres, ainsi que les transitions observées expérimentalement, sont présentés sur la figure 25.

La figure 26 permet de mieux apprécier l'accord entre la théorie et l'expérience. Les courbes représentent les positions prévues des transitions entre les niveaux de Landau calculés :

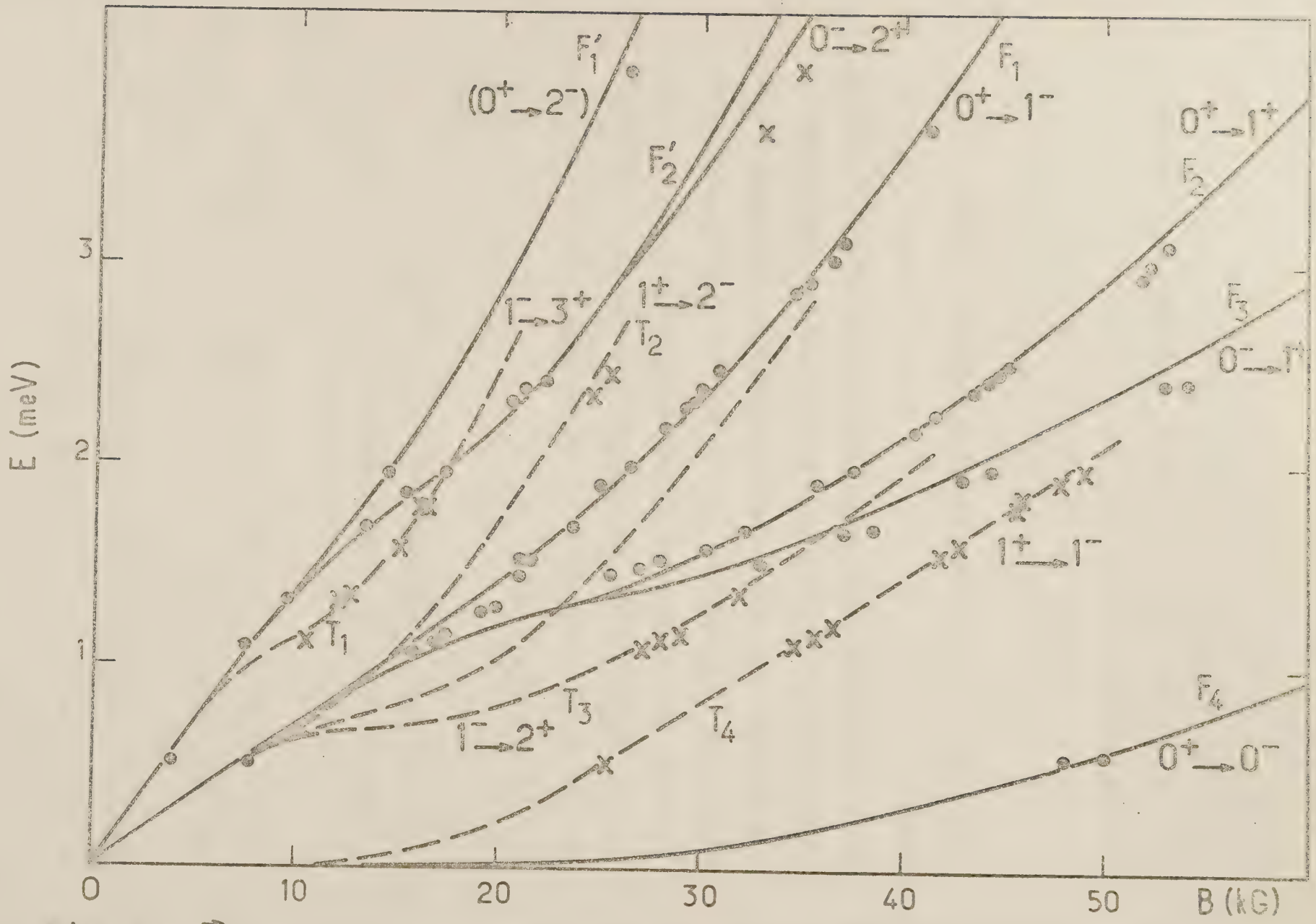


Fig - 26 $\vec{B} \perp$ Axe c Schéma des transitions prévues entre les niveaux de Landau
—— Transition à partir de 0^+ et 0^-

- en trait plein les transitions à partir des niveaux les plus bas ($n = 0^{\pm}$),
- en trait interrompu les transitions à partir de niveaux supérieurs ($n = 1^{\pm}$).

Les points représentent la position des absorptions observées à basse température ($T < 2°K$), les croix celles des raies observées à $T > 8°K$.

Compte tenu de la très large gamme de champs magnétiques et de fréquences couverte et du modèle, volontairement simplifié, que nous utilisons, et dont il faut souligner qu'il reste cohérent avec les autres résultats expérimentaux dont on dispose actuellement (effet Shubnikov-de Haas, propriétés optiques et magnétooptiques), l'accord entre les mesures et les prédictions théoriques peut être jugé très satisfaisant.

b) Règles de sélection

A très bas champ magnétique, les porteurs étant très proches du sommet de la bande, la fonction $E(k_z)$ est à peu près parabolique et les règles de sélection presque normales : la transition principale est $n = 0^{\pm} \rightarrow n = 1^{\pm}$. Toutefois les termes d'ordre supérieur en k permettent l'apparition d'harmoniques : ceux-ci correspondent par exemple à la raie $F'(0^{\pm} \rightarrow 2^{\pm})$.

A plus haut champ magnétique il faut reprendre la théorie des probabilités de transitions en tenant compte des particularités de l'équation de dispersion pour la bande étudiée.

Le champ magnétique "directeur" $\vec{B}$ est parallèle à Oy.

Associons lui un potentiel vecteur $\vec{A}_o$ parallèle à Oz.

$$\vec{A}\ (0,\ 0,\ A_o = -\ Bx)$$

Comme nous l'avons vu, les énergies et les fonctions propres des niveaux de Landau sont obtenues en résolvant l'équation :

$$\frac{d^2\psi}{dX^2} + \left[-\ X^2 - \xi^2 \pm \sqrt{A^2 + 4\xi^2 X^2}\ \right] \psi = \varepsilon\psi \qquad (7)$$

avec :

$$X = \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/4} \left(\frac{eB}{\hbar}\right)^{-1/2} \left(k_z - \frac{eBx}{\hbar}\right) \qquad (16)$$

La fonction d'onde est de la forme :

$$\psi^{\pm}_{nk_yk_z}(xyz) = e^{ik_y y}\ e^{ik_z z}\ \psi^{\pm}_n(X) \qquad (17)$$

Soumettons le cristal au champ hyperfréquence : l'onde électromagnétique utilisée pour observer la résonance a un potentiel vecteur $\vec{A}$. On obtient le nouvel Hamiltonien du système en remplaçant $\vec{k}$ par $\frac{1}{\hbar}(\vec{p} - e\vec{A}_o - e\vec{A})$ (au lieu de $\frac{1}{\hbar}(\vec{p} - e\vec{A}_o)$) dans la relation de dispersion :

$$E = -\ \alpha(k_z^2 + \zeta^2) - \beta k_\perp^2 \pm \sqrt{A^2 + 4\alpha^2\zeta^2 k_z^2}$$

Ceci introduit un nouveau terme perturbation qui, appliqué à la fonction d'onde (17), a la forme :

$$H_{int} = \frac{2e}{\hbar^2}\left(\alpha(\hbar k_z - eB_x)A_z + \beta(\hbar k_y A_y + p_x A_x)\right)$$
$$- 2\alpha^2\zeta^2\left[A^2 + 4\alpha^2\zeta^2\left(k_z - \frac{eBx}{\hbar}\right)^2\right]^{-1/2}(\hbar k_z - eBx)A_z \qquad (18)$$

- Pour $\vec{A}$ parallèle à $\vec{B}$, (18) se réduit au terme $\frac{2e\beta}{\hbar} k_y A_z$ qui ne peut pas conduire à des transitions.
- Pour $\vec{A}$ parallèle à Ox, (18) se réduit à $-\frac{2ei}{\hbar} \beta A_x \frac{\partial}{\partial x}$.

Des transitions ne sont possibles qu'entre fonctions d'onde de même k_y et k_z ; l'élément de matrice déterminant les probabilités de transition est proportionnel à $< \psi_n^{\pm}(X) \left| \frac{\partial}{\partial X} \right| \psi_m^{\pm}(X) >$ qui n'est différent de zéro que si $\psi_n^{\pm}$ et $\psi_m^{\pm}$ sont de parité différente.

- Pour $\vec{A}$ parallèle à Oz, la perturbation peut être écrite comme une fonction de X proportionnelle à :

$$X \left(1 - \frac{2\xi^2}{\sqrt{\bar{A}^2 + 4\zeta^2 X^2}} \right)$$

Cette perturbation est impaire en X et ici aussi des éléments de matrice non nuls n'apparaissent qu'entre niveaux de parité différente en X. Les fonctions n'étant pas des fonctions d'oscillateur harmonique pures, les harmoniques ($\Delta n > 1$) ne sont pas interdits, bien qu'ils soient moins probable que la transition fondamentale ($\Delta n = 1$). Le calcul complet des éléments de matrice montre enfin que les transitions ne doivent apparaître que pour l'une des deux polarisations circulaires possibles du champ hyperfréquence, comme il convient dans un phénomène de résonance cyclotron. La plupart des raies observées obeissent bien à ces règles de sélection.

- Les absorptions les plus intenses correspondent à $\Delta n = 1$

  $F_1(0^+ \to 1^-)$, $F_3(0^- \to 1^+)$, $T_3(1^- \to 2^+)$.
- Les transitions où $\Delta n = 0$ sont un peu plus faibles

  $F_4(0^+ \to 0^-)$ et $T_4(1^+ \to 1^-)$.
- Nous constatons enfin l'apparition d'harmoniques

  $F_1'(0^+ \to 2^-)$, $F_2'(0^- \to 2^+)$, $T_1(1^- \to 3^+)$.

Mais nous observons aussi une raie d'intensité plus faible correspondant à la transition interdite $F_2(0^+ \rightarrow 1^+)$. La levée partielle de la règle de sélection peut être attribuée à l'influence de termes d'ordres supérieurs en k dans l'équation de dispersion, termes dont il n'a pas été tenu compte dans notre modèle : en particulier, les termes en k^3, responsables par ailleurs du "warping" ternaire des surfaces isoénergétiques, dont l'effet Shubnikov-de Haas a peut-être permis la mise en évidence, rompraient la symétrie du potentiel effectif V(X) (8) et mettraient en défaut la distinction entre niveaux pairs et impairs sur quoi se fondent les règles de sélection.

Il faut remarquer que cette introduction de termes supérieurs conduirait également à une dépendance de $\hbar\omega_c$ avec k_z dans la direction $\vec{B}$//axe c, dont nous avons vu qu'elle expliquerait la largeur des raies dans cette direction.

Un traitement quantitatif de cet effet a été tenté par Kamimura et al[52] qui ont étudié l'influence de termes du quatrième ordre en k. Il faut cependant remarquer que ces auteurs ont ignoré dans leur analyse les termes éventuels du troisième ordre en k, dont il est particulièrement difficile de tenir compte, que ce soit analytiquement ou numériquement.

c) Discussion

Récemment, deux équipes étrangères ont procédé à des expériences de résonance cyclotron à très haute fréquence.

Dreybrodt et al[53 - 56] ont utilisé les radiations de lasers moléculaires HCN($\lambda \neq 337$ μ) et DCN($\lambda \neq 135$ μ). Les grands champs magnétiques

dont ils disposaient (jusqu'à 400 kG au National Magnet Laboratory), leur ont permis d'enregistrer des spectres étendus. Ce travail souffre néanmoins du handicap d'être limité à deux fréquences seulement et deux fréquences élevées (pour lesquelles $h\nu >> \Delta$). L'analyse des résultats est de ce fait très difficile, et l'attribution des raies incertaine. Les paramètres proposés sont tout à fait incompatibles avec nos résultats, et avec ceux des effets Shubnikov-de Haas, optiques et magnétooptiques.

Yoshizaki et Tanaka[50,57] ont utilisé un monochromateur qui leur ouvrait la gamme de longueur d'ondes comprises entre 120 μ et 350 μ (champ magnétique de 0 à 120 kG). Leurs résultats prolongent exactement les nôtres en donnant une description de l'évolution des niveaux de Landau à haut champ magnétique et à haute énergie. Bien que la division des niveaux reste en dehors de leur champ expérimental, l'analyse de leurs résultats, jointe à l'utilisation des résultats que nous avons publiés, les a conduits à proposer des paramètres en très bon accord avec les nôtres.

Comparaison des valeurs des paramètres

L'application de la méthode $\vec{k}.\vec{p}$ au voisinage du coin de la zone a conduit à d'autres formulations de l'équation de dispersion des bandes $\overline{M}_1'$ et $\overline{M}_1$ comprenant quelques termes correcteurs. Doi et al[52] ont proposé de l'écrire :

$$E(\vec{k}) = -\alpha k_z^2 - \beta' k_\perp^2 \pm \left[(A+\beta'\eta k_\perp^2)^2 + 4\alpha^2\zeta^2 k_z^2\right]^{1/2} - c \qquad (19)$$

où $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$ $\qquad c = \alpha\zeta^2 + \dfrac{A^2}{4\alpha^2\zeta^2}$

Cette forme rend un meilleur compte des résultats expérimentaux concernant la bande $\overline{M}_1'$; elle a été employée notamment par Hardy et al[23] dans l'interprétation des transitions magnétooptiques interbandes.

Nous nous sommes ici intéressé seulement à la bande supérieure $\bar{M}_1$. Après calcul numérique, pour les valeurs trouvées des paramètres, on trouve que l'équation (19) peut se réduire à la forme simplifiée que nous avons utilisé :

$$E(\vec{k}) = -\alpha k_z^2 - \beta k_\perp^2 + \left[A^2 + 4\alpha^2\zeta^2 k_z^2\right]^{1/2} - c \qquad (20)$$

où $\beta = \beta' \left(1 - \frac{\eta}{t_o}\right)$ et $t_o = \frac{2\alpha\zeta^2}{A}$

Les valeurs trouvées des paramètres conduisent à une estimation du paramètre de l'équation (19) :

$$\eta = -0{,}437$$

ainsi que des masses effectives au sommet de la bande $\bar{M}_1'$

$$\begin{aligned} m_{\ell_2} &= 0{,}039\ m_o \\ m_{t_2} &= 0{,}256\ m_o \end{aligned} \qquad (21)$$

Yoskizaki et al[50] utilisent une équation de dispersion; tenant compte de termes correctifs du quatrième ordre ils l'écrivent :

$$E(\vec{k}) = -\tilde{A}\, k_\perp^2 - B\, k_z^2 - \beta k_\perp^4 \pm \left[(2(\Delta_1) + \eta\, k_\perp^2 + \xi k_\perp^4)^2 + S_1^2 k_z^2\right]^{1/2} \qquad (22)$$

Dans le tableau suivant nous comparons les valeurs de nos paramètres avec celles des paramètres correspondant proposés par Yoshizaki:

Ce travail	Yoskizaki et al
$\alpha = 4{,}23\ 10^{-15}$eV cm^2	$B = 4{,}0\ 10^{-15}$eV cm^2
$\beta' = 2{,}634\ 10^{-15}$eV cm^2	$\tilde{A} = 2{,}67\ 10^{-15}$eV cm^2
négligé	$\beta = 6{,}3\ 10^{-29}$eV cm^4
$A = 63$ meV	$2\Delta_1 = 63{,}15$ meV
$\beta'\eta = -1{,}151\ 10^{-15}$eV cm^2	$\eta = -1{,}32\ 10^{-15}$eV cm^2
négligé	$\xi = -0{,}42\ 10^{-29}$eV cm^4
$2\alpha\zeta = 2{,}63\ 10^{-8}$eV cm	$S_1 = 2{,}57\ 10^{-8}$eV cm

qui conduisent aux grandeurs caractéristiques de la bande résumés dans le tableau suivant :

Ce travail	Yoshizaki et al
$m_\perp = (0{,}108 \pm 0{,}001)m_o$	$m_\perp(\vec{k} = \pm k_{z_o}) = 0{,}106\ m_o$ $m_\perp(\vec{k} = 0) = 0{,}100\ m_o$
$m_{//} = 0{,}22\ m_o$	$m_{//}(\vec{k} = \pm k_{z_o}) = 0{,}23\ m_o$ $m_{//}(\vec{k} = 0) = -0{,}29\ m_o$
$\Delta\varepsilon = 2{,}18$ meV	$\Delta\varepsilon = 2{,}54$
$A = 63$ meV	$A = 63{,}15$ meV
$k_{z_o} = 1{,}98\ 10^6$cm^{-1}	$k_{z_o} = 2{,}11^6 10$ cm^{-1}
$m_{l_2}\lvert\bar{M}'_1\rvert = 0{,}039$	$m_{l_2}\lvert\bar{M}'_1\rvert = 0{,}04\ m_o$
$m_{t_2}\lvert\bar{M}'_1\rvert = 0{,}256$	$m_{t_2}\lvert\bar{M}'_1\rvert = 0{,}26\ m_o$

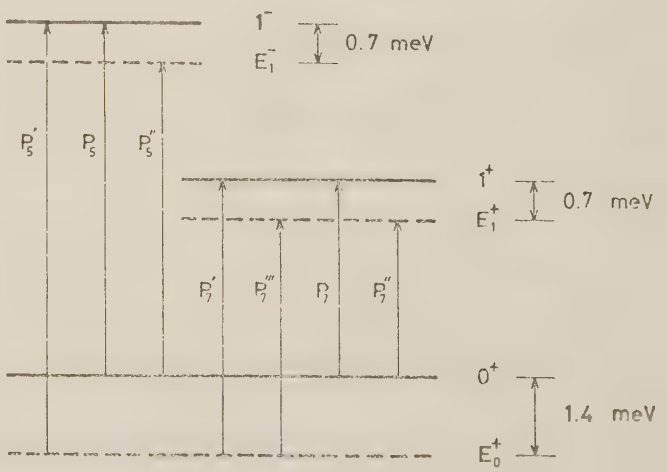
On voit que, compte tenu de la complexité des résultats, les valeurs des paramètres issues des données de la résonance cyclotron à très haute fréquence, sont en très bon accord avec ceux que nous avons déduit , en utilisant un modèle simplifié, des résultats à plus basse fréquence.

Signalons enfin qu'en collaboration avec C. Rigaux et M. Henry, nous avons tenté d'observer directement la résonance cyclotron de trous situés dans la bande inférieure $\bar{M}_1'$. Pour cela nous avons "pompé" des trous libres de $\bar{M}_1$ à $\bar{M}_1'$ en illuminant l'échantillon avec la radiation d'un laser CO_2 à une longueur d'onde de l'ordre de 11μ, correspondant à la distance en énergie de ces deux bandes à k = 0. Cette expérience a été un échec, probablement parce que le temps de vie des porteurs dans cette bande est trop faible.

C. NIVEAUX D'IMPURETES

a) Discussion des autres observations expérimentales

Un certain nombre d'expériences récentes sont venues confirmer l'existence du niveau d'impureté que nous avions proposé (et situé, rappelo le, à 1,24 meV au-dessus de la bande de valence lorsque l'impureté est du bismuth, et 1,16 meV lorsque c'est de l'antimoine). Yoshizaki et al[57], dans leur ensemble d'expériences de résonance cyclotron à haute fréquence et grand champ magnétique, ont aussi noté des transitions liées aux niveaux d'impureté. Ils observent deux raies P_5' et P_7' (cf figure ci-contre), qui correspondent à des transitions partant du niveau d'impureté fondamental (qui reste



accroché au niveau de Landau le plus bas, (0^+)), vers les niveaux 1^- et 1^+. Ces deux raies sont donc le prolongement à haut champ de notre raies S_1, lorsque la dégénérescence du niveau $1^\pm$ est levée. Il apparaît aussi deux transitions P_5'' et P_7'', de même niveau d'origine qui aboutissent à deux niveaux d'impuretés E_1^- et E_1^+ "accrochés" sous les niveaux 1^- et 1^+ à 0,7 meV de ceux-ci (figure précédente). De tels niveaux n'existent que si la distance des niveaux de Landau est grande par rapport à l'énergie d'ionisation[48,49]

$$\frac{h\omega_c}{R_y^*} \gg 1$$

Effectivement, ces transitions ne sont visibles que pour B > 60 kG, on a alors :

$$\frac{h\omega_c}{R_y^*} \sim 3$$

On comprend donc qu'elles soient restées en dehors du champ de nos expériences.

Enfin, remarquons que Yoshizaki et al, utilisant des échantillons légèrement dopés à l'antimoine, trouvent à haut champ magnétique une énergie d'ionisation de l'impureté $E(0^+) - E(E_{o^+}) = 1{,}4$ meV, supérieure à celle que nous observons à bas champ (B < 20 kG) 1,16 meV. Cet effet a déjà été observé par Kaplan[49] et calculé par Wallis et Bowlden[48] pour les impuretés hydrogénoïdes dans InSb. Dans le tellure, la situation est toutefois plus compliquée à cause de la forte variation de la masse effective entre la région des bas champs magnétiques et celle des hauts champs magnétiques.

Dans leurs expériences d'absorption et de magnétoabsorption infrarouge, D. Hardy et al[23] ont observé des niveaux d'impureté associés à la bande $\bar{M}_1$ et aussi à la bande $\bar{M}_1'$. Ils trouvent le même niveau de base situé, (à 40kG à 1,4 meV du niveau 0^+, un niveau excité à 1 meV de 0^+, et un niveau associé à la bande $\bar{M}_1'$ et situé à 1 meV de celle-ci.

b) Calcul théorique

L'énergie d'ionisation d'une impureté hydrogénoïde a d'abord été estimée dans l'approximation de la masse effective[34], en utilisant les masses qui correspondent au haut de la bande de valence et la valeur de la constante diélectrique à haute fréquence estimée par Caldwell et Fan[7].

Avec $\frac{m^*}{m_o} = 0,1$ et $\varepsilon_r = 23$

on trouve une valeur du Rydberg effectif :

$$R_y^* = R_y \frac{m^*}{\varepsilon_r^2 m_o} \sim 2,5 \text{ meV}$$

Le calcul théorique des niveaux accepteurs liés à la bande $\overline{M}_1$ a été repris par Thanh[58] en utilisant une méthode variationnelle dans l'approximation de la masse effective au sommet de la bande, en utilisant la constante diélectrique statique ($\varepsilon_{//} = 54$, $\varepsilon_{\perp} = 36$). Il prévoit l'existence de deux niveaux accepteurs : un état lié A_o et un état antilié A_1. L'état antilié est le premier état excité ; il correspond à l'état $2p_z$ de l'atome d'hydrogène. L'énergie d'ionisation de A_o est $E_o = 1,3$ meV, et celle de A_1 est $E_1 = 0,9$ meV.

K. Natori et al[59] ont repris ce calcul et trouvent :

$$E_o = 1,12 \text{ meV} \quad \text{et } E_1 = 0,86 \text{ meV}$$

La valeur de E_o est en très bon accord avec l'énergie d'ionisation du niveau d'impureté observé ($E_o = 1,24$ meV ou $E_o = 1,16$ meV selon l'impureté).

Il semble possible d'attribuer à la transition de l'état lié à l'état antilié la raie I_3 qui, à champ nul, correspond à une énergie $E_o - E_1 = 0,22$ meV au lieu de $E_o - E_1 = 0,4$ meV (Thanh) ou $E_o - E_1 = 0,26$ meV (Natori).

On n'observe pas de transitions de l'état antilié vers les niveaux de Landau.

Chapitre VI

UN TEST SUPPLEMENTAIRE : L'ANISOTROPIE DE LA RESONANCE CYCLOTRON

A titre de vérification du modèle nous avons réalisé un ensemble d'expériences où le champ magnétique est successivement orienté parallèlement à une série de directions cristallographiques intermédiaires comprises entre l'axe trigonal et l'axe binaire.

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 15. Il correspond à une géométrie de Voigt. Le plan de l'échantillon est parallèle au champ magnétique. On peut faire tourner l'échantillon dans son plan de manière à amener n'importe quelle direction cristallographique de ce plan le long du champ magnétique. Nous désignerons par θ l'angle du champ magnétique avec l'axe trigonal c, et par ϕ son complémentaire, l'angle de $\vec{B}$ avec l'axe binaire.

Dans ce qui suit, nous limiterons la discussion à la raie de résonance cyclotron fondamentale ($\Delta n = 1$).

A basse fréquence ($\omega \sim 134$ GHz), la position de la résonance magnéto-plasma $\omega = (\omega_c^2 + \omega_p^2)^{1/2}$ donne la valeur de ω_c. La masse cyclotron observée dans la direction θ est proche de la masse m_c obtenue pour une surface isoénergétique ellipsoïdale de révolution autour de l'axe c (fig.23) :

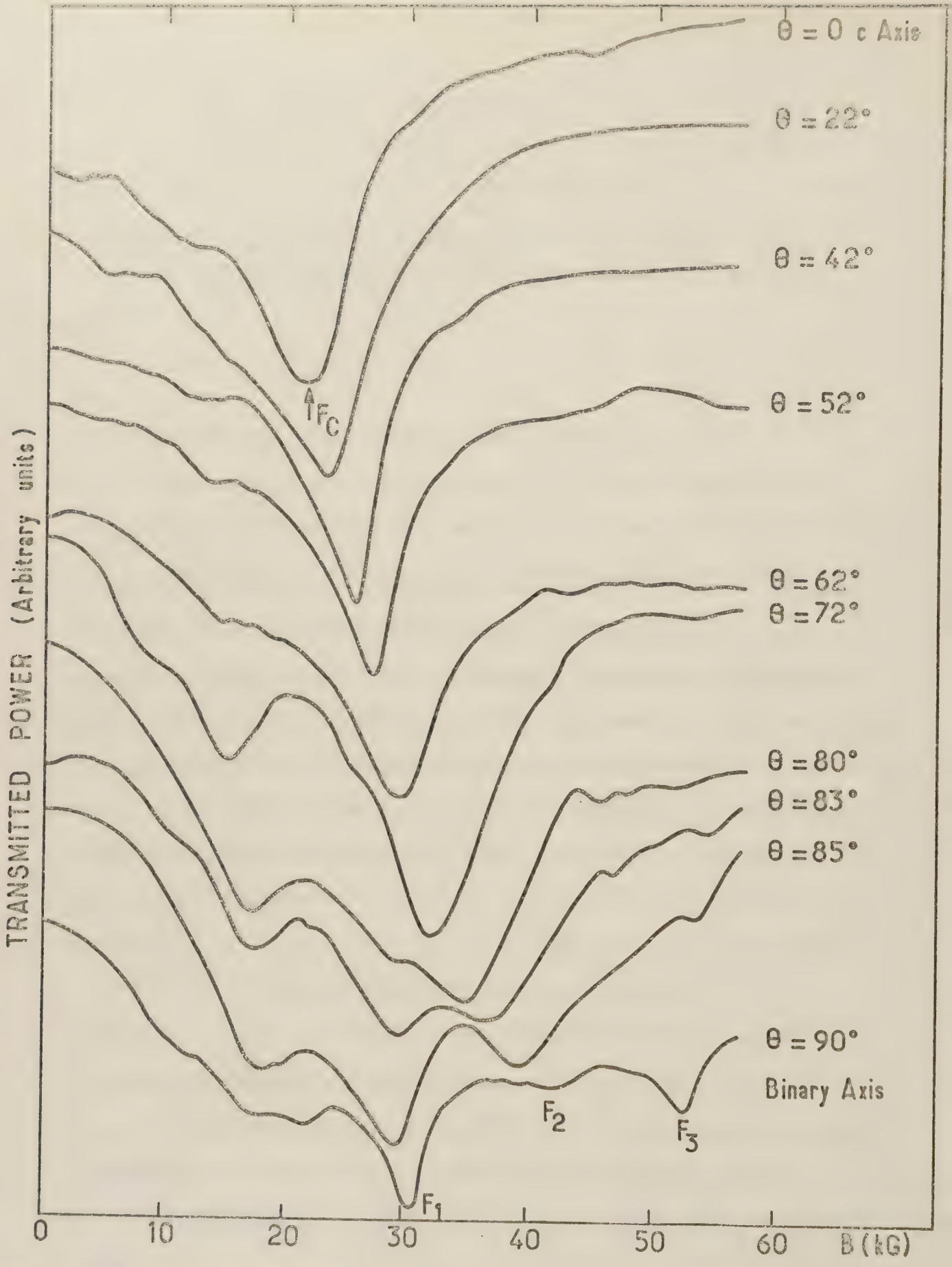


Fig. 27 Courbes expérimentales à $\omega = 581$GHz à $T = 4°2$K réalisées en tournant l'échantillon depuis une position ou $\vec{B}$ // Axe c ($\theta = 0$ $\phi = 30°$) jusqu'à $\vec{B}$ // Axe binaire ($\theta = 90°$)

$$m_c = \left(\frac{\cos^2 0}{m_{//}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{m_{\perp}^2} \right)^{-1/2}$$

avec

$$m_{//} = (0,108 \pm 0,001) m_o$$

$$m_{\perp} = (0,250 \pm 0,03) m_o$$

A une fréquence intermédiaire ($\omega \sim 315$ GHz), la position de l'absorption correspond à cette même loi au voisinage de l'axe c ($\theta < 40°$). Pour des angles θ plus grands les effets de non parabolicité deviennent importants et déplacent les raies vers les hauts champs magnétiques (fig.28).

A partir de $\omega \sim 350$ GHz, la situation change de nouveau. La figure 27 montre des enregistrements caractéristiques pour la fréquence $\omega = 581$ GHz. Lorsque θ croît, on note d'abord les mêmes effets de non parabolicité que précédemment, mais pour θ supérieur à une valeur limite θ_c, fonction de ω ($\theta_c = 82°$ pour $\omega = 581$ GHz). Il apparaît deux raies supplémentaires F_1 et F_3 (fig.28). Leur intensité croît rapidement avec l'angle θ tandis que celle de la raie centrale F_2 décroît. Lorsque $\vec{B}$ est le long de l'axe binaire, on retrouve les raies F_1 , F_2 et F_3 , déjà observées, dans la géométrie de Faraday, pour $\vec{B}$ parallèle à l'axe bissecteur. Comme on l'a déjà fait remarquer, la raie F_2 est faible parce qu'elle correspond à une transition interdite ($0^+ \rightarrow 1^+$), tandis que F_1 et F_3 sont associées aux transitions permises ($0^+ \rightarrow 1^-$) et ($0^- \rightarrow 1^+$).

Enfin, à très haute fréquence ($\omega \simeq 964$ GHz), une région angulaire apparaît entre $\theta = 69°$ et $80°$ où toutes les raies d'absorption s'élargissent en une absorption large et non résolue.

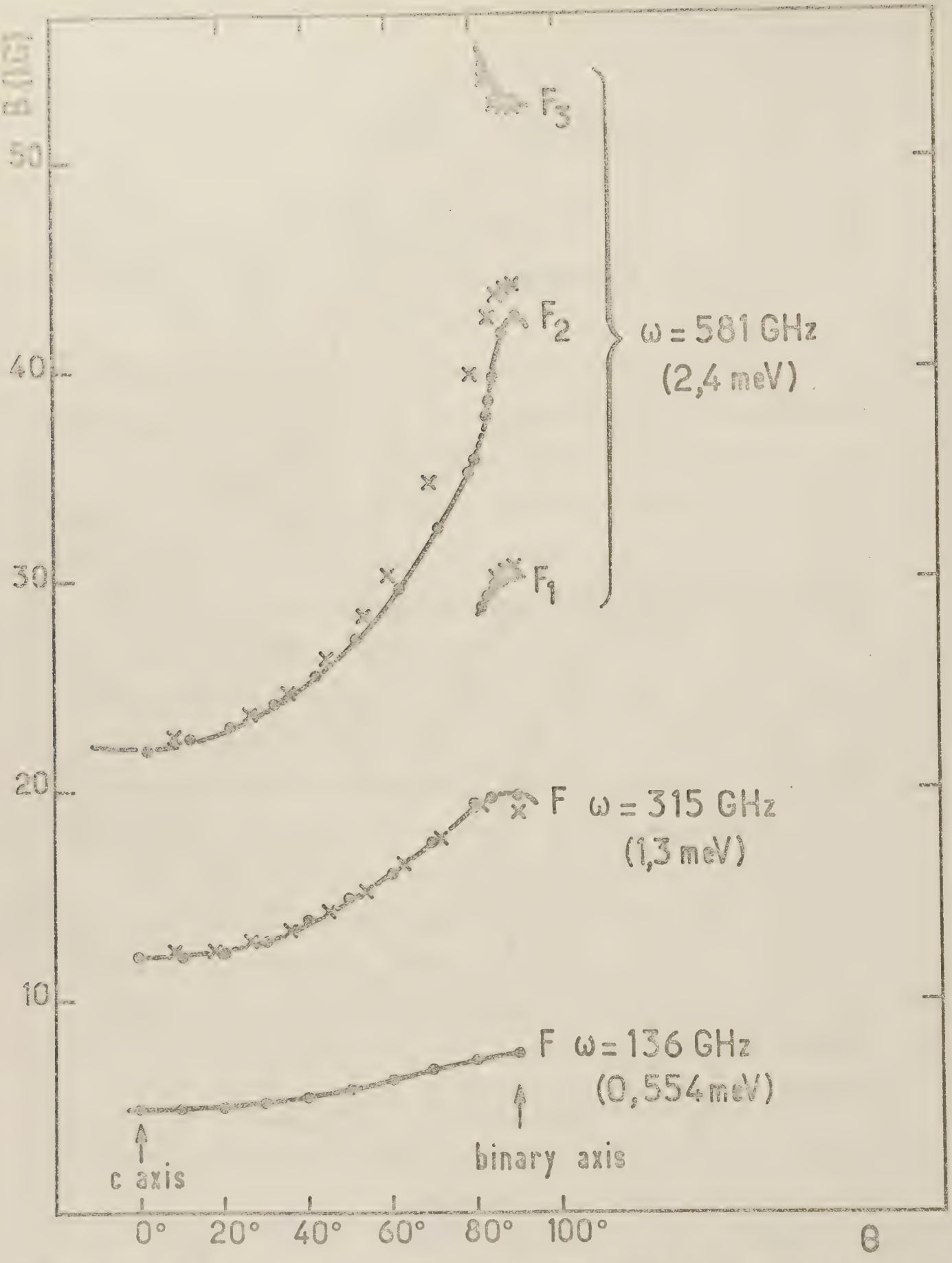


Fig. 26 Positions des raies de résonance cyclotron en fonction de l'angle θ de $\vec{B}$ avec l'axe c pour trois fréquences caractéristiques
• Expérimentales x calculées

Quand le champ magnétique externe $\vec{B}$ n'est ni parallèle ni perpendiculaire à l'axe c, les trous se déplacent dans l'espace réciproque le long d'orbites quantifiées situées dans les plans $k_B = c^{te}$ où k_B est la composante de $\vec{k}$ le long du champ magnétique $\vec{B}$. Ces plans orbitaux sont donc perpendiculaires au champ magnétique. Pour une valeur donnée de k_B, les énergies de Landau peuvent être obtenues, comme nous l'avons fait pour les orientations du champ magnétique comme valeurs propres d'un Hamiltonien à une dimension décrivant une particule soumise à un potentiel effectif V(X). Comme précédemment V(X) reproduit, à un changement d'échelle près, la forme des variations de la fonction $E(\vec{k})$ qu'on obtient en fait à partir de l'intersection de la surface $E(k_z, k_\perp)$ par un plan vertical qui fait l'angle ϕ avec l'axe k_z qu'il coupe à $k_z = \frac{k_B}{\sin \phi}$ (fig.29). La figure 30 montre ce potentiel pour les plans $k_z = k_{z_o}$ (dont nous verrons qu'ils sont des plus importants).

Pour tout plan orbital, il est alors possible d'évaluer l'énergie de transition $h\omega\ (\phi, \vec{B}, k_B)$ comme différence d'énergie entre les premiers niveaux de Landau.

Les pics d'absorption observés correspondent aux plans d'orbites qui remplissent les deux conditions suivantes :

- L'énergie de transition pour une valeur donnée de B est, dans le cas le plus général, une fonction de k_B. Les plans orbitaux qui nous intéressent sont ceux où l'énergie de transition est extrêmale : les plans voisins correspondront en effet à des énergies de transition peu différentes et leurs contributions à l'absorption seront cumulatives.
- Pour ces plans privilégiés, il faut d'autre part que le niveau le plus bas ait une population de trous libres suffisante.

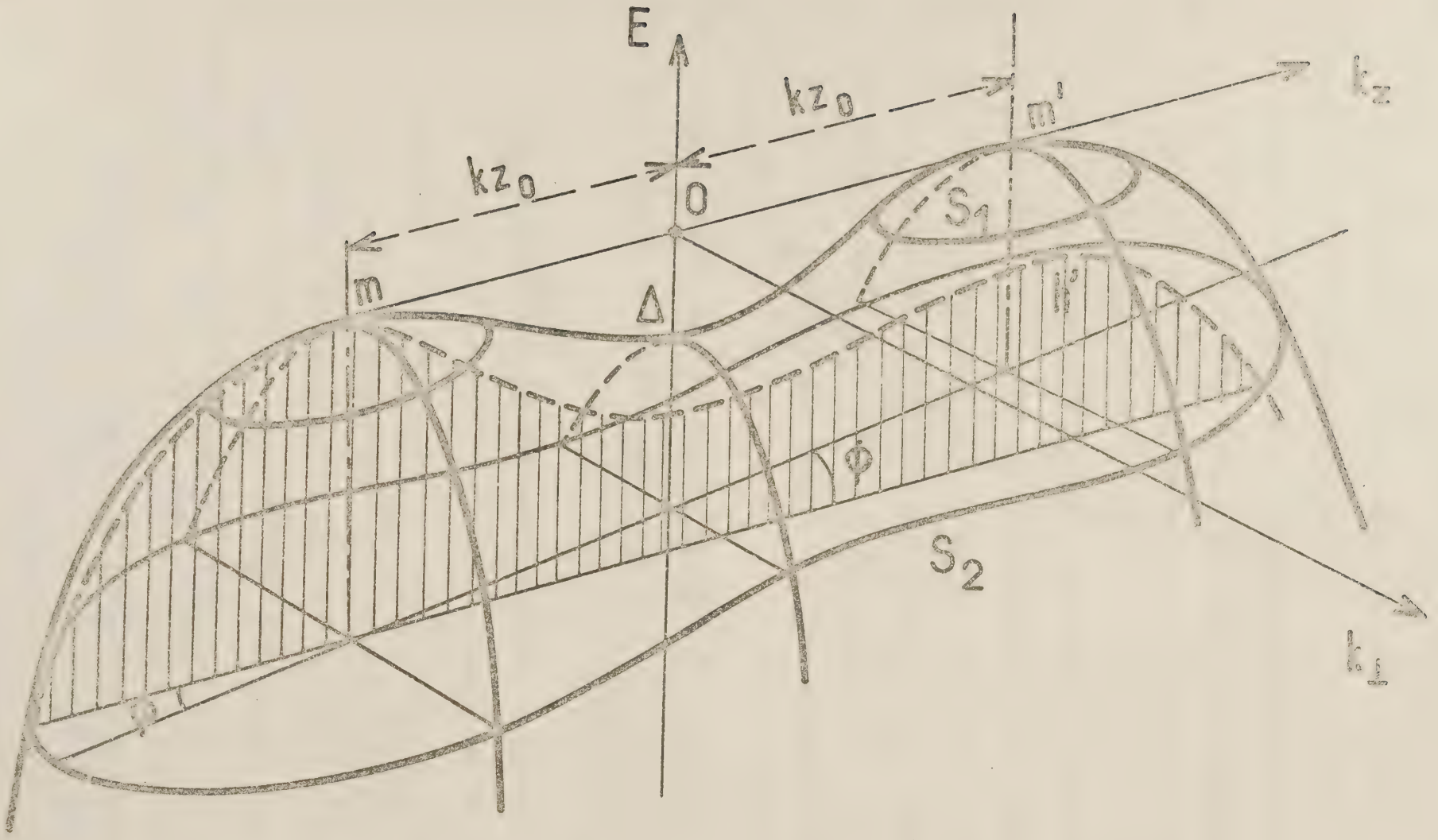


Fig_29 Haut de la bande de valence_Le plan hachuré montre la forme du potentiel effectif pour les trous soumis à un champ magnétique faisant un angle Φ avec l'axe binaire

Par raison de symétrie, il est évident que le plan orbital $k_B = 0$, qui contient l'origine de l'espace des $\vec{k}$, est "extremal" et remplit la première condition. Cependant comme, pour $\phi \neq 0$, il évite la région contenant l'extremum de la bande où la population est grande, il ne remplit qu'imparfaitement la deuxième condition.

D'autre part, comme les trous sont concentrés près du minimum de la bande ($k_z = \pm k_{z_o}$) la deuxième condition est remplie par les plans où $k_B \approx \pm k_{z_o} \sin \phi$, qui coupent l'axe k_z près des maxima de la bande (fig.29). Comme ces plans conduisent à des énergies de transition extremales pour $\phi = 0$ et $\phi = 90°$ nous admettons qu'il en est de même pour les valeurs intermédiaires de ϕ. Nous tenterons par la suite de rendre compte des résonances cyclotrons observées en calculant les énergies de transition pour des plans orbitaux contenant les minima de la bande de valence.

La figure 30 montre l'allure des potentiels effectifs qui déterminent alors les niveaux de Landau pour plusieurs valeurs de ϕ. A partir de la courbe en "dos de chameau" obtenue pour $\phi = 0$ ($B \perp$ axe c), nous trouvons d'abord une courbe comprenant deux puits de potentiel assymétriques dont l'un correspond au minimum secondaire k´ (fig.29) . Pour $\phi \simeq 16°$ ce minimum disparaît, laissant un épaulement qui s'atténue progressivement. Pour $\phi > 40°$ V(X) est presque parabolique.

Les niveaux de Landau correspondant sont représentés en fonction du champ magnétique sur la figure 26. Pour $\phi = 0$ apparaissent les niveaux "fourchus" abondamment décrits dans le chapitre précédent. Quand ϕ augmente, deux séries de niveaux de Landau se manifestent (cf figure 31, où sont représentés les deux premiers niveaux de chaque série).

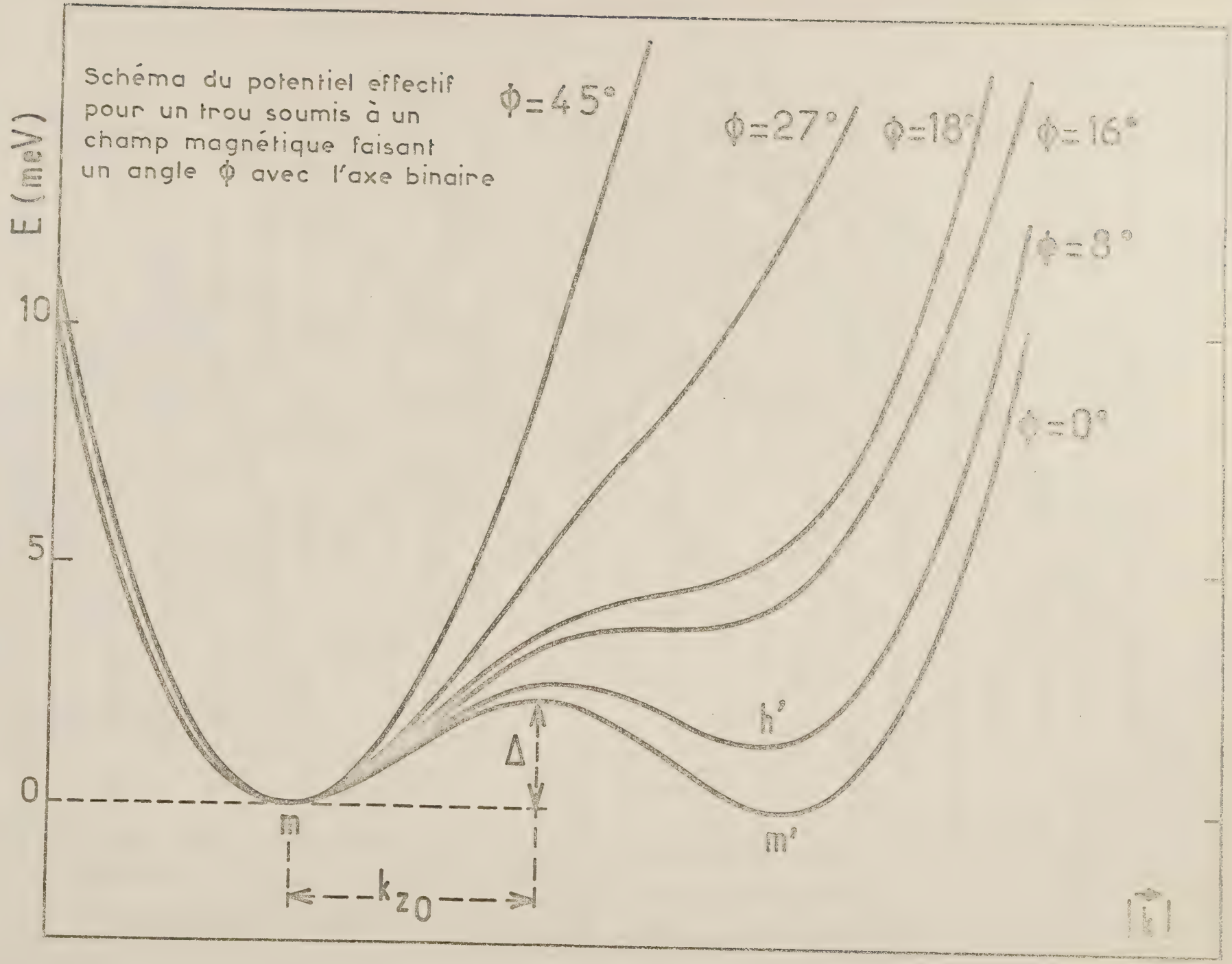


Schéma du potentiel effectif pour un trou soumis à un champ magnétique faisant un angle ϕ avec l'axe binaire
E (meV)
10
5
0
ϕ=45°
ϕ=27°
ϕ=18°
ϕ=16°
ϕ=8°
ϕ=0°
h'
Δ
m
m'
k_{z_0}

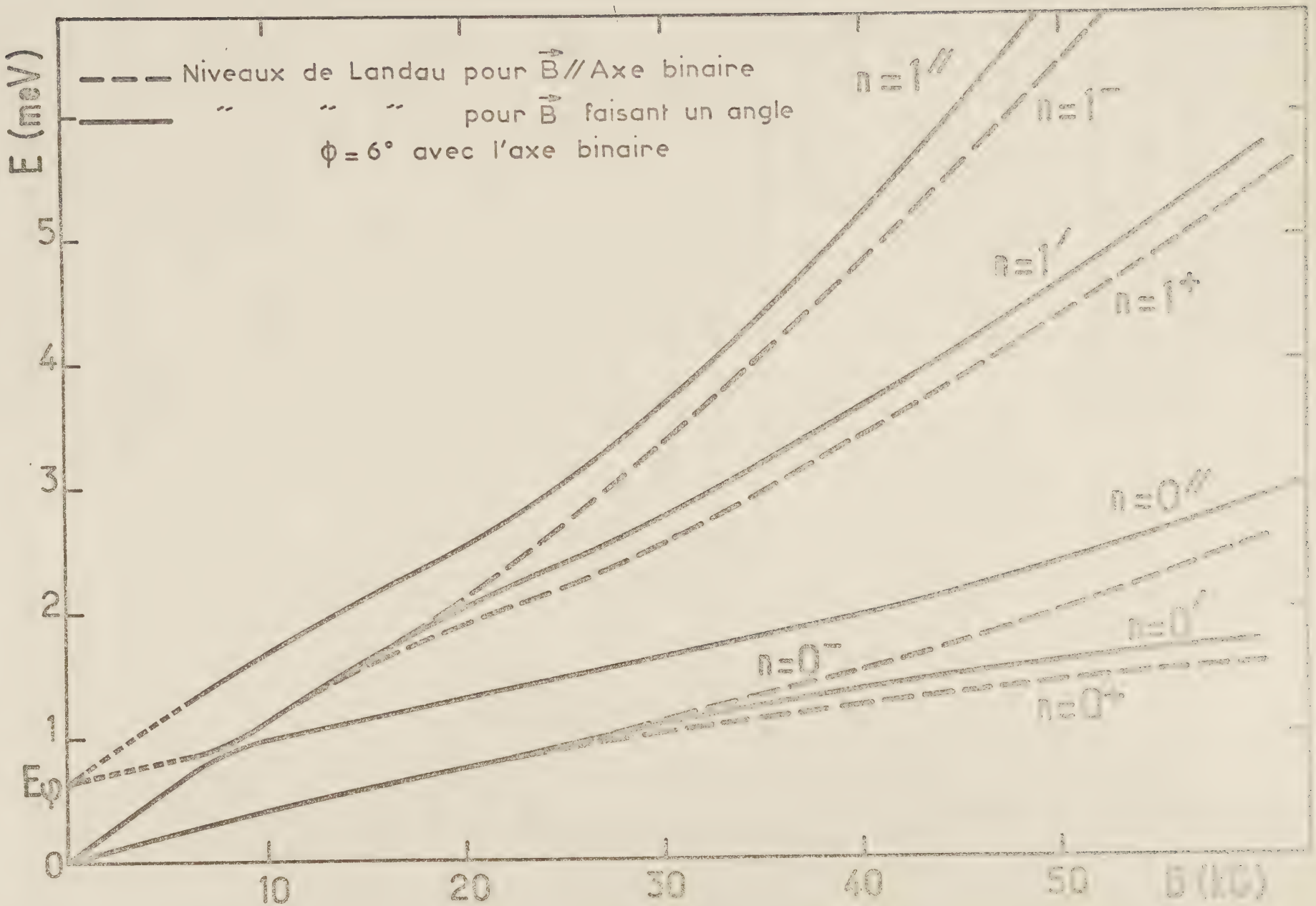

Niveaux de Landau pour $\vec{B}$ // Axe binaire
pour $\vec{B}$ faisant un angle
$\phi = 6°$ avec l'axe binaire
E (meV)
E_φ
n=1''
n=1⁻
n=1'
n=1⁺
n=0''
n=0'
n=0⁻
n=0⁺
0
1
2
3
4
5
10
20
30
40
50
B (kG)

Fig_31

Les niveaux de la première série (0′, 1′.....) s'extrapolent, à champ magnétique nul, à l'énergie du sommet m de la bande. Ils sont associés au puits de potentiel principal (m est ici, comme précédemment, pris comme origine des énergies). Les niveaux de l'autre série (0′′,1′′...) s'extrapolent à champ nul à l'énergie finie E_ϕ du minimum secondaire h′, (fig.30). A bas champ magnétique, ils sont associés au puits de potentiel secondaire de V(X). En conséquence ils disparaissent, avec ce minimum, quand ϕ devient de l'ordre de grandeur de 16°.

Pour $\phi > 16°$,il ne reste qu'une échelle de niveaux de Landau qui montrent d'abord des irrégularités provenant de la non parabolicité de V(X). Ces particularités disparaissent progressivement quand ϕ croît, et on retrouve une situation "normale" pour $\phi > 40°$.

Pour $\phi < 16°$, un champ magnétique élevé mélange les niveaux et les particules ne peuvent plus être considérés comme localisés dans l'un ou l'autre des deux puits de potentiel centrés respectivement en m et k′. Nos résultats concordent alors avec la description semi-classique donnée par Bresler et al[42] pour l'interprétation d'expériences mettant en oeuvre l'effet Shubnikov-de Haas. Nous pouvons désormais expliquer les résultats expérimentaux présentés sur la figure 28.

A basse fréquence, les transitions observées mettent en jeu les orbites qui, quelle que soit la valeur de ϕ, sont proches du minima de la bande où les surfaces isoénergétiques sont ellipsoïdales.

Pour les fréquences intermédiaires ($\omega \sim 315$ GHz), les résonances observées correspondent à des transitions entre des niveaux associés au puits de potentiel principal (0′ → 1′), mais la non parabolicité de V(X)

est alors sensible et pour $\phi < 40°$ les raies sont déplacées vers les hauts champs magnétiques. Un calcul numérique des niveaux de Landau fournit des valeurs du champ de résonance en très bon accord avec l'expérience (fig.28).

A plus haute fréquence (par exemple $\omega = 581$ GHz), on retrouve pour $\phi > 16°$ les mêmes effets de non-parabolicité que nous venons de décrire ; pour $\phi < 16°$, apparaît la possibilité de transition entre les niveaux $(0', 1')$ d'une part et $(0'', 1'')$ d'autre part, puisqu'à haut champ les états de Landau s'étendent sur les deux puits de potentiel de V(X). En plus de F_2 $(0' \rightarrow 1')$ on voit donc apparaître $F_1(0' \rightarrow 1'')$ et $F_3(0'' \rightarrow 1')$ dont les positions calculées sont en bon accord avec l'expérience (courbe du haut, fig.28).

C O N C L U S I O N

Une étude précise des absorptions de résonance cyclotron observées dans une large gamme de fréquences nous a permis la première mise en évidence du comportement anormal des niveaux de Landau dû à la non parabolicité de la bande, et particulièrement de "fourches" qu'ils présentent et qui se traduisent par des dédoublements de raies de résonance cyclotron. Ces résultats expérimentaux ont contribué à l'établissement d'un modèle théorique des bandes de valence et ont permis l'évaluation précise des paramètres de leurs équations de dispersion.

Ce modèle a prouvé sa validité en nous permettant d'une part de prévoir et d'observer les nouvelles raies d'absorption (dues à des transitions entre niveaux de Landau plus élevés), à des températures supérieures à celles de l'Hélium dans les directions cristallographiques principales, d'autre part de donner une description de l'ansiotropie du spectre de résonance cyclotron dans les directions cristallographiques intermédiaires, en accord qualifif avec l'anisotropie observée.

D'autre part ces expériences ont permis la première observation desniveaux accepteurs dans le tellure, ainsi que la mesure de leur énergie d'ionisation. Il semble que la structure de bande du tellure au voisinage de la bande interdite, et particulièrement celle des bandes de valence, soit maintenant aussi bien connue que celle du germanium ou du silicium : elle est désormais à la disposition des expérimentateurs qui désireraient étudier d'autres caractéristiques du matériau.

REFERENCES

(1) A. VON HIPPEL. J. Chem. Phys., 16, 4, 372 (1948).

(2) R.H. ASENDORF. J. Chem. Phys., 27, 11 (1956).

(3) Iu. A. FIRSOV. JETP 32, 1350 (1957).
34, 240 (1958).

(4) I.I. FARBSHTEIN, A.M. POGARSKII, S.S. SHALYT. Soviet Physics Solid State, Vol. 7, n°8, 1925 (1966).

(5) J.S. BLAKEMORE et K.C. NOMURA. Phys. Rev., 127, 1024 (1962).

(6) C. BENOIT A LA GUILLAUME et J.M. DEBEVER. Solid State Comm., 2, 145 (1964)

(7) R.S. CALDWELL et H.Y. FAN. Phys. Rev., 99, 1151 (1955).

(8) H. ROTH. J. Phys. Chem. Solids, 8, 525 (1959).

(9) A. NUSSBAUM et R.J. HAGER. Phys. Rev., 123, 1958 (1961).

(10) C. RIGAUX. J. Phys. Chem. Solids, 23, 805 (1962).

(11) R.V. PARFEN'EV, A.M. POGARSKII, I.I. FARBSHTEIN et S.S. SHALYT. Soviet Physics Solid State, 4, 2620 (1963).

(12) L.S. DUBINSKAYA et I.I. FARBSHTEIN. Soviet Physics Solid State, JETP Letters, 2, 195 (1965) et Soviet Physics Solid State, Vol.8, n°6 1492 (196

(13) J.H. MENDUM et R.N. DEXTER. Bull. Amer. Phys. Soc., 9, 632 (1964).

(14) J.C. PICARD et D.CARTER. Proc. of the Int. Conf. on the Physics of Semi-Conductors, Kyoto 1966. J. of the Phys. Soc. of Japan, 21, Suppl. 1966,p.

(15) J.C. PICARD. Thèse d'Etat, Paris (1967).

(16) C. GUTHMANN et J.M. THUILLIER. C.R. Acad. Sci. Paris. t.263, série B, p. 303-305. (1966).

(17) BRAUN et LANDWEHR. Z. Naturf, 21a, p.495 (1966).

(18) E. BRAUN et G. LANDWEHR. Proc. of the Int. Conf. on the Physics of Semi-conductors, Kyoto 1966. J. of the Phys. Soc. of Japan, 21, Suppl.1966, p.

(19) J.R. REITZ. Phys. Rev., 105, 1233 (1957).

(20) M. HULIN. Thèse d'Etat, Paris (1963).

(21) M. HULIN. J. Phys. Chem. Sol., 27, 441 (1966).

(22) D. HARDY et C. RIGAUX. Phys. Stat. Sol., 38, 799 (1970).

(23) D. HARDY, C. RIGAUX, J.P. VIEREN et NGUYEN HY HAU. Phys. Stat. Sol.(b), 47, 643 (1971).

(24) D. HARDY. Thèse d'Etat, Paris (1972).

(25) C. GUTHMANN. Thèse d'Etat, Paris (1969).

(26) C. GUTHMANN et J.M. THUILLIER. Sol. State Comm., 6, 835 (1968).
Phys. Stat. Sol., 38, 625 (1970).

(27) M.S. BRESLER, I.I. FARBSHTEIN, D.V. MASHOVETS, Yu V. KOSICHKIN et V.G. VESELAGO. Phys. Letters 29A, 1 p.23 (1969).

(28) M.S. BRESLER, V.S. VESELAGO, Yu V. KOSICHKIN, G.E. PIKUS, I.I. FARBSHTEIN et S.S. SHALYT. Sov. Phys. JETP, 30, n°5 (1970).
V.B. ANZIN, M.S. BRESLER, I.I. FARBSHTEIN, Yu V. KOSICHKIN et V.G. VESELAGO. Phys. Stat. Sol., 40, 417 (1970).

(29) Y. COUDER. Phys. Rev. Letters, 22, 890 (1969).

(30) Y. COUDER et M. HULIN. Proc. of the Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Varsovie (1972).

(31) Y. COUDER, M. HULIN et H. THOME. Phys. Rev. B, 15 Février 1973.

(32) M. HULIN et M. PICARD. Sol. State Comm., Vol.7 1587 (1969).

(33) M. PICARD et M. HULIN. Phys. Stat. Solidi, 23, 563 (1967).

(34) O. BETBEDER-MATIBET et M. HULIN. Phys. Stat. Solidi, 36, 573 (1969).

(35) M. HULIN. Proc. of the Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Boston (1970).

(36) B. LAX et J.G. MAVROIDES. Sol. State Physics, n°11, p.261,edited by F. Seitz and D. Turnbull, 1960.

(37) S. IWASA, Y. SAWADA, E. BURSTEIN et E.D. PALIK. J. Phys. Soc. Japan, Suppl. 21, 742 (1966).

(38) L. LANDAU et E. LIFCHITZ. Mécanique Quantique. Physique Théorique, tome III, p.492. Editions Mir. 1966.

(39) G.E. ZIL'BERMAN. JETP, Vol.5, n°2, p.208 (1957).

(40) G.E. ZIL'BERMAN. JETP, 7, 515 (1958).

(41) M. Ya AZBEL. JETP, 12, 891 (1961).

(42) M.S. BRESLER et D.V. MASHOVETS. Phys. Stat. Sol., 39, 421 (1970).

(43) G. CONVERT, T. YEOU, B. PASTY. Proc. of the Symposium on Millimeter Waves, Polytechnic Institute of Brooklyn, April 1954.

(44) P.N. ROBSON. Coherent Sources using Electron Beams. Spectroscopic Techniques. p.261 (D.H. Martin, North Holland 1967).

(45) Y. COUDER et P. GOY. Symposium on Submillimeter Waves, Polytechnic Institute of Brooklyn, New York (1970). p.417, vol.20 de Microwave Research Symposia Series. Edité par J. Fox (Interscience, New York 1971).

(46) J.R. CLEMENT et E.H. QUINNELL . Rev. Sci. Instr., vol.23, 213 (1952).

(47) P. GOY. Thèse d'Etat, Paris (1970).

(48) R.F. WALLIS et H.J. BOWLDEN. J. Phys. Chem. Solids, 7, 78 (1958).

(49) R. KAPLAN. Proc. of the Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Kyoto. J. Phys. Soc. Japan, vol.21, Suppl. (1966).

(50) R. YOSHIZAKI et S. TANAKA. J. Phys. Soc. Japan, 30, 1389 (1971).

(51) E. BANGERT et W. DREYBRODT. Sol. State Comm., 10, 623 (1972).

(52) T. DOI, K. NAKAO et H. KAMIMURA. J. Phys. Soc. Japan, 28, 36 (1970).
T. DOI, K. NAKAO et H. KAMIMURA. J. Phys. Soc. Japan, 28, 822 (1970).
K. NAKAO, T. DOI et H. KAMUMURA. J. Phys. Soc. Japan, 30, 1400 (1971).

(53) W. DREYBRODT, J.K. BUTTON et B. LAX, Sol. State Comm., 8, 1021 (1970).

(54) M. WEILER. Sol. State Comm., 8, 1017 (1970).

(55) W. DREYBRODT, M.H. WEILER, J.K. BUTTON, B. LAX et G. LANDWEHR. Proc. Intern. Conf. Physics of Semiconductors, Boston, 1970. p.347 (United States Atomic Energy Commission, 1970).

(56) M.V. ORTENBERG, K.J. BUTTON, G. LANDWEHR et D. FISHER.
Phys. Rev., vol.6, n°6, 2100 (1972).

(57) R. YOSHIZAKI et S. TANAKA. Sol. State Comm., vol.8, 1789 (1970).

(58) D. THANH. Sol. State Comm., 9, 631 (1971).

(59) K. NATORI, T. ANDO, M. TSUKADA, K. NAKAO et Y. UEMURA.
J. Phys. Soc. Japan, 30, 1197 (1971).